



Démonstrateur optique CaLIPSO pour l'imagerie TEP clinique et préclinique

Emilie Ramos

► To cite this version:

Emilie Ramos. Démonstrateur optique CaLIPSO pour l'imagerie TEP clinique et préclinique. Physique Médicale [physics.med-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112409 . tel-01124375

HAL Id: tel-01124375

<https://theses.hal.science/tel-01124375>

Submitted on 6 Mar 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE : Sciences et Technologie de l'information, des
Télécommunications et des Systèmes

CEA-Saclay/DSM/IRFU/SPP

DISCIPLINE : Physique

THÈSE DE DOCTORAT

soutenue le 18/12/2014

par

Emilie RAMOS

<p>Démonstrateur optique CaLIPSO pour l'imagerie TEP clinique et pré-clinique</p>
--

Directeur de thèse : Dominique YVON Physicien au CEA-Saclay/IRFU
Responsable scientifique du projet CaLIPSO

Composition du jury :

Rapporteurs : Jean-Yves DEVAUX Chef du service de médecine nucléaire et biophysique
de l'hôpital Saint-Antoine (Paris)
Christian MOREL Professeur-Chercheur (CNRS/IN2P3/CPPM-Marseille)

Examineurs : Irène BUVAT Directeur de recherche (CNRS-Orsay)
Claude COMTAT Physicien médical (CEA/DSV/I2BM/SHFJ-Orsay)
Dominique THERS Maître-Assistant de l'Ecole des Mines de Nantes

Remerciements

Au terme de ces trois années de travail qui m'ont permis de beaucoup évoluer autant sur le plan scientifique que sur le plan humain, je souhaite remercier toutes les personnes qui ont joué un rôle dans ce cheminement.

D'abord, j'exprime ma gratitude à mon directeur de thèse Dominique Yvon, qui a su m'épauler et me soutenir tout au long de ce travail. J'ai énormément appris grâce à toi.

Je remercie également l'ensemble de l'équipe CaLIPSO au CEA-Saclay : Patrice Verrecchia, Viatcheslav Sharyy, Gérard Tauzin, Christophe Flouzat, Jean-Pierre Bard, Daniel Desforge et Jean-Philippe Mols, pour les nombreuses discussions scientifiques ou techniques qui m'ont permis d'avancer dans mon travail ainsi que pour leur accueil amical au sein de l'équipe.

Je souhaite également exprimer ma reconnaissance à Philippe Chomaz, chef de l'Institut de recherches sur les lois fondamentales de l'univers, ainsi qu'à Ursula Bassler et Anne-Isabelle Etievre, chefs du service de physique des particules, pour m'avoir accueilli au sein de l'IRFU et pour leur soutien lors de ma demande de bourse, qui a permis ce travail.

Pour avoir accepté de rapporter sur ce travail, je remercie Christian Morel et Jean-Yves Devaux. Merci pour vos commentaires pointus qui m'ont permis d'approfondir mes analyses et la compréhension de notre détecteur. Que soient également remerciés les autres jurés Claude Comtat, Dominique Thers et plus particulièrement Irène Buvat pour avoir assuré en plus le rôle de président de jury.

Pour son soutien moral et ses précieux conseils, je souhaite également remercier mon professeur d'école d'ingénieur Denis Porcheron, qui a su m'aiguiller dans les moments difficiles.

Enfin, pour leur indéfectible et si précieux soutien, je remercie infiniment mes proches, et plus particulièrement mon fiancé Julien, ma maman ainsi que ma soeur, et pour avoir toujours été si fière de mon parcours, je remercie mon arrière-grand-mère. Pour le bonheur immense qu'il m'a apporté en fin de thèse, je remercie mon adorable fils Ian avec qui j'ai co-écrit ce manuscrit pendant mes neuf mois de grossesse.

Table des matières

Introduction	1
I Contexte bibliographique et motivations du projet CaLIPSO	9
1 L'imagerie TEP	11
1.1 Principe de fonctionnement	11
1.2 Critères de qualité en TEP	21
1.3 Détecteurs TEP actuels ou en développement	29
2 Le projet CaLIPSO	35
2.1 Principe général de CaLIPSO	35
2.2 Intérêt du détecteur en imagerie TEP	38
2.3 Enjeux technologiques	39
II Validation du principe de détection des photons γ dans le TMBi, efficacité de détection et résolution en temps d'un démonstrateur optique	41
1 Élaboration d'un démonstrateur optique permettant la détection des photons γ par effet Cerenkov dans le TMBi	43
1.1 Choix de la géométrie du détecteur	43
1.2 Choix des matériaux pour favoriser la collection des photons Cerenkov	44
1.3 Montage du détecteur en salle blanche et remplissage	46
2 Efficacité de détection et résolution en temps du premier démonstrateur optique	51
2.1 Principe de la mesure : détection des cosmiques et détection en coïncidence sur une source β^+	51
2.2 Étude de la ligne de base des signaux acquis	52
2.3 Efficacité de détection sur un événement γ 511 keV	55
2.4 Résolution en temps du démonstrateur optique	59

III Optimisation de la résolution en temps du scintillateur YaP utilisé pour la mesure	65
1 Mise en évidence des pertes lumineuses dans le détecteur YaP grâce à un modèle Monte Carlo	67
1.1 Modélisation du détecteur YaP utilisé dans Geant4	67
1.2 Efficacité de collection de lumière dans les détecteurs YaP	70
2 Optimisation de la collection de lumière dans le détecteur YaP	73
2.1 Effet de différentes possibilités d'optimisation sur la collection de lumière .	73
2.2 Choix d'une géométrie de détecteur YaP optimisée et évaluation de ses performances par Monte Carlo	79
3 Comparaison de la collection de lumière entre les prévisions Monte Carlo et les mesures avec le cristal de YaP :Ce optimisé	83
3.1 Mesure de la collection de lumière sur le détecteur YaP optimisé	83
3.2 Comparaison des performances mesurées avec les performances attendues par le Monte Carlo	86
4 Mesure de la résolution en temps du nouveau détecteur YAP optimisé	89
4.1 Montage et matériel de test	89
4.2 Choix du meilleur algorithme pour déterminer le temps de déclenchement du YAP	91
 IV Phénomènes responsables de l'efficacité et de la résolution en temps du démonstrateur : mise en évidence par modèle Monte Carlo et semi-analytique	 95
1 Propriétés optiques du TMBi en fonction de la longueur d'onde	97
1.1 Indice de réfraction	97
1.2 Longueur d'atténuation	101
1.3 Longueur d'absorption	108
2 Modélisation du démonstrateur optique dans le logiciel de simulation Monte Carlo	115
2.1 Modélisation de la géométrie du démonstrateur optique	115
2.2 Reproduction des matériaux constitutifs des différents volumes	117
2.3 Comportement des surfaces réfléchissantes du guide optique : utilisation du modèle unifié	119
2.4 Modélisation des PMTs et de leur efficacité quantique de détection	129
2.5 Validation du modèle pour les principaux phénomènes physiques	130
2.6 Collection de la lumière Cerenkov dans le démonstrateur optique	135
2.7 Efficacité globale de la détection des photons γ	137
3 Résolution en temps du démonstrateur optique calculée par modélisation semi-analytique	139

3.1	Modèle statistique de la détection par effet Photoélectrique	139
3.2	Résultats de la simulation Monte Carlo : paramètres du modèle statistique .	140
3.3	Etude de la résolution en temps	141
3.4	Comparaison de la résolution en temps calculée avec les mesures	142
 V Optimisation de le collection de lumière dans le démonstrateur optique par simulation Monte Carlo		145
1	Impact de diverses possibilités d'optimisation sur la collection de lumière	147
1.1	Optimisation de l'interface optique entre le TMBi et les PMTs	147
1.2	Céramiques réfléchissantes à 95%	151
1.3	Suppression de l'interface optique entre le TMBi et les PMTs	151
1.4	Suppression du volume mort de TMBi à l'entrée du démonstrateur	154
1.5	Inclinaison des céramiques pour guider les photons optiques vers les PMTs .	155
1.6	Positionnement de la source par rapport au détecteur	160
2	Sélection des optimisations à apporter au Démonstrateur Optique	165
2.1	Choix des optimisations les plus accessibles et qui améliorent la collection de lumière	165
2.2	Géométrie des 4 versions testées	166
2.3	Résultats obtenus avec les 4 géométries testées	168
3	Optimisation des photodétecteurs	173
3.1	Spectre des photons lumineux incidents	173
3.2	Efficacité de plusieurs photodétecteurs	173
4	Élaboration de la deuxième version du démonstrateur optique et pré- vision de ses performances	181
4.1	Géométrie et matériaux de la deuxième version du démonstrateur optique .	181
4.2	Performances attendues pour le deuxième démonstrateur optique en terme de collection de lumière et d'efficacité de détection	184
4.3	Résolution en temps attendue pour le deuxième démonstrateur optique . . .	186
 VI Mesure et analyse des performances de la deuxième version du démonstrateur optique, et confrontation avec la simulation Monte Carlo		191
1	Analyse de l'efficacité de détection et de la diaphonie dans le démon- strateur optique version 2	193
1.1	Estimation de l'efficacité attendue par calcul d'ordres de grandeur	193
1.2	Mesures d'efficacité et de diaphonie : étude expérimentale du démonstrateur	197
1.3	Ajustement du modèle Monte Carlo par rapport aux données expérimentales	211
1.4	Contribution des diverses sources de diaphonie : étude par la simulation Monte Carlo avec le modèle ajusté	218
2	Résolution en temps du démonstrateur optique version 2	221

TABLE DES MATIÈRES

2.1	Mesure de la meilleure résolution en temps obtenue en voie 5	221
2.2	Identification des sources de dégradation de la résolution en temps entre le modèle et la mesure	223
2.3	Discussion sur la résolution en temps	225
Conclusion		229
Bibliographie		231
Annexes		241

Liste des tableaux

I.1.1	Caractéristiques des principaux traceurs β^+ utilisés en TEP	11
I.1.2	Rendement de scintillation ou de création de paires électron-trou pour quelques milieux de détection utilisés en TEP (scintillateurs et semi-conducteurs, respectivement)	29
I.1.3	Propriétés des principaux cristaux scintillants pour leur utilisation en TEP	30
I.1.4	Propriétés des semi-conducteurs comparés au scintillateur LSO	31
I.2.1	Propriétés du TMBi comparé aux autres milieux de détection. La résolution en énergie avec du TMBi a été estimée par comparaison avec d'autres milieux similaires [Hara et al. 1998]. La résolution en temps et en énergie du YAP a été estimée, pour un scintillateur YAP couplé à un PMT, par [Moszynski et al. 1998].	38
II.2.1	Nombre de déclenchements (en temps) des 9 voies du démonstrateur optique selon si la voie 5 déclenche en temps ou pas du tout.	59
III.1.1	Récapitulatif des matériaux utilisés pour modéliser le détecteur YAP. . .	68
III.1.2	Modélisation de la scintillation dans Geant4 et valeurs correspondantes pour le cristal YAP.	69
III.1.3	Surfaces optiques telles que codées dans le modèle Geant4.	70
III.2.1	Résultats de la simulation Monte Carlo pour les différentes optimisations testées jusqu'ici : pourcentages d'absorption des photons lumineux et collection de lumière.	77
III.2.2	Résultats de la simulation Monte Carlo pour les différentes géométries de cristal testées : pourcentage d'absorption des photons lumineux et collection de lumière.	77
III.2.3	Résultats de la simulation Monte Carlo pour les différentes 2 types de peinture blanche testées : pourcentages d'absorption des photons lumineux et collection de lumière.	79
III.2.4	Résultats de la simulation Monte Carlo pour le détecteur actuel et le détecteur final optimisé qui sera mis en oeuvre, en terme de pourcentage d'absorption des photons lumineux et de collection de lumière.	81
IV.1.1	Valeurs mesurées pour l'indice de réfraction du TMBi.	101
IV.1.2	Valeurs mesurées par Corning pour l'indice de réfraction du verre Kodial 7056.	112
IV.2.1	Détail des volumes codés dans Geant4 (toutes les mesures sont en mm) .	117

LISTE DES TABLEAUX

IV.2.2	Détail des volumes codés dans Geant4 (toutes les mesures sont en mm) .	118
IV.2.3	Correspondance entre les paramètres demandés par le modèle unifié dans Geant4 et les grandeurs mesurées au spectrophotomètre	121
V.1.1	Résultats de la simulation Monte Carlo pour le démonstrateur optique initial et ses deux premières optimisations.	150
V.1.2	Résultats de la simulation Monte Carlo pour les versions 3 et 4, effet de l'immersion des PMTs.	154
V.1.3	Résultats de la simulation Monte Carlo pour les version 4b et 5 : effet de la suppression du volume mort de TMBi	155
V.1.4	Résultats de la simulation Monte Carlo pour les version 1 et 2 de l'optimisation 6, effet de l'inclinaison des céramiques de la cellule centrale. .	158
V.1.5	Impact de l'inclinaison du guide de lumière pour la voie centrale et une voie périphérique	160
V.1.6	Résultats de la simulation Monte Carlo pour les version 1 et 2 de l'optimisation 7, effets de l'inclinaison des céramiques de la cellule centrale et de l'orientation du détecteur.	162
V.2.1	Synthèse des différentes optimisations testées pour améliorer la collection de lumière dans le démonstrateur optique	166
V.2.2	Résultats obtenus en terme de collection de lumière pour chacune des 4 versions testées.	169
V.2.3	Résultats obtenus en terme de détection de lumière et de diaphonie pour chacune des 4 versions testées.	170
V.2.4	Efficacité de détection des γ pour les 4 versions testées	171
V.4.1	Comparaison des performances simulées entre la première et la seconde version du démonstrateur optique, en terme de collection de lumière, diaphonie, et efficacité de détection des γ	184
V.4.2	Comparaison de la résolution en temps attendue pour le démonstrateur optique version 2 avec des cristaux utilisés en TEP temps-de-vol.	188
VI.1.1	Probabilités de détection d'un photon γ dans le démonstrateur par effet Photoélectrique ou par effet Compton.	194
VI.1.2	Nombre de déclenchements des différentes voies pour un signal photoélectron réglé à -400 mV. (sélection des évènements "en temps")	205
VI.1.3	Efficacité de détection des différentes voies pour un signal photoélectron réglé à -400 mV.	206
VI.1.4	Nombre de déclenchements des voies périphériques du démonstrateur à -400 mV. (sélection des évènements "en temps" pour lesquels la voie 5 ne déclenche pas en temps)	206
VI.1.5	Nombre de déclenchements des voies périphériques du démonstrateur en retirant les doubles détections, à -400 mV. (sélection des évènements "en temps")	207
VI.1.6	Nombre de déclenchements des différentes voies pour un signal photoélectron réglé à -200 mV. (sélection des évènements "en temps")	208

LISTE DES TABLEAUX

VI.1.7	Efficacité de détection des différentes voies pour un signal photoélectron réglé à -200 mV.	208
VI.1.8	Nombre de déclenchements des voies périphériques du démonstrateur à -200 mV. (sélection des évènements "en temps" pour lesquels la voie 5 ne déclenche pas en temps)	208
VI.1.9	Nombre de déclenchements des voies périphériques du démonstrateur en retirant les doubles détections, à -200 mV. (sélection des évènements "en temps")	209
VI.1.10	Nombre de déclenchements des voies périphériques du démonstrateur à -200 mV. (sélection des évènements "en temps" pour lesquels la voie 5 déclenche en temps)	210
VI.1.11	Nombre de déclenchements des voies périphériques du démonstrateur à -400 mV. (sélection des évènements "en temps" pour lesquels la voie 5 déclenche en temps)	210
VI.1.12	Nombre de déclenchements mesurés dans les voies périphériques à deux tensions de polarisations différentes, selon si la voie 5 déclenche en temps ou non. Même nombre d'évènements acquis dans les deux cas.	210
VI.1.13	Tableau récapitulatif des différentes contributions de la diaphonie	220
VI.2.1	Comparaison des caractéristiques des deux versions de démonstrateur optique.	230

Table des figures

I.1.1	Schéma de la désintégration β^+ et des phénomènes qui en découlent . . .	12
I.1.2	Importance relative des différents types d'interactions γ -matière dans le LSO	13
I.1.3	Schéma de principe de l'effet photoélectrique	14
I.1.4	Schéma de principe de l'effet Compton	14
I.1.5	Schéma de principe de la diffusion de Rayleigh	15
I.1.6	Schéma de principe de la création de paires	15
I.1.7	Schéma de principe de la structure d'un imageur TEP	16
I.1.8	Notion de profil de projection en TEP	17
I.1.9	Projections en TEP et espace de Radon	17
I.1.10	Notion de sinogramme en TEP	18
I.1.11	Retroprojection simple en TEP	18
I.1.12	Retroprojection filtrée en TEP : diminution des artefacts en étoile	19
I.1.13	Principe du TEP temps de vol	19
I.1.14	Nombre de voxels contribuant à la reconstruction tomographique, dans le cas non-TOF (a) et TOF (b)	20
I.1.15	Reconstruction par méthode itérative dans le cas non-TOF (a) et TOF (b)	21
I.1.16	Différents événements détectés en TEP	22
I.1.17	Définition de l'effet de volume partiel	24
I.1.18	Dégradation de la résolution spatiale en périphérie du plan transverse . .	25
I.1.19	Schéma de l'absorption photoélectrique	26
I.1.20	Résolution spatiale comparative obtenue pour différents systèmes TEP temps de vol	27
I.1.21	Spectre théorique d'un émetteur β^+ pur	28
I.1.22	Structure schématique de la chambre à projection temporelle	33
I.2.1	Schéma de la structure du détecteur CaLIPSO	36
I.2.2	Géométrie de l'émission des photons par effet Cerenkov	37
II.1.1	Vue en éclaté de l'ensemble des pièces constitutives du démonstrateur optique.	44
II.1.2	Propriétés optiques des lames d'alumine	45
II.1.3	Propriétés optiques de lames de Macor	45
II.1.4	Montage du démonstrateur optique en salle blanche	46
II.1.5	Début du montage : guide de lumière assemblé et vissé sur la bride . . .	47
II.1.6	Deuxième étape du montage : ajout du corps de chambre en verre	47

TABLE DES FIGURES

II.1.7	Troisième étape du montage : placement du joint optique dans l'espace prévu à cet effet dans le support des PMTs	48
II.1.8	Dernière étape du montage : Association du support de PMTs avec le corps de chambre et mise en place des vis pour fixer l'ensemble	48
II.1.9	Banc de purification et de transfert du TMBi	49
II.1.10	Vue d'un PMT Hamamatsu R11265-100	49
II.1.11	Détecteur complet vu de profil.	50
II.2.1	Tension moyenne de la ligne de base pour le détecteur YAP	52
II.2.2	Tension moyenne de la ligne de base pour les neuf canaux du démonstrateur optique	53
II.2.3	Écart-type de la ligne de base pour le détecteur YAP	53
II.2.4	Écart-type de la ligne de base pour les neuf canaux du démonstrateur optique	54
II.2.5	Somme de tensions utilisée pour réaliser le spectre d'énergie déposée dans le YAP	56
II.2.6	Histogramme de la somme des tensions acquises sur 50 ns pour le détecteur YAP après soustraction du fond "hors source", et calibré en énergie.	57
II.2.7	Histogramme du temps de déclenchement de la voie 5	57
II.2.8	Histogramme des déclenchement YAP et démonstrateur : mesure d'efficacité	58
II.2.9	Temps de déclenchement des 9 voies du démonstrateur optique	60
II.2.10	Différence de temps de déclenchement entre les voies périphériques et la voie 5 (référence)	61
II.2.11	Largeur de la différence de temps entre les voies périphériques et la voie 5 (référence), en fonction de la distance entre les centres des cellules.	61
II.2.12	Simulation : Intervalle de temps entre les deux interactions des muons	62
II.2.13	Largeur de la différence de temps entre les voies périphériques et la voie 5 (référence), en fonction du niveau de bruit dans chaque voie.	62
II.2.14	Temps de déclenchement des 9 voies du démonstrateur optique et du YAP	63
II.2.15	Différence de temps de déclenchement des 9 voies du démonstrateur optique par rapport au YAP	64
III.1.1	Visualisation de la géométrie du détecteur telle qu'elle est modélisée dans Geant4.	68
III.1.2	Courbe de transmittance interne du RTV 141	69
III.1.3	Courbes de réflexion spéculaire et diffuse du revêtement en aluminium utilisé autour du cristal YAP.	70
III.1.4	Visualisation en coupe du modèle de détecteur YAP.	71
III.1.5	Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un évènement γ qui interagit dans le cristal YAP.	71
III.1.6	Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP	72
III.2.1	Indice de réfraction et absorption du matériau envisagé pour remplacer le joint optique RTV 141	74

TABLE DES FIGURES

III.2.2	Visualisation de la nouvelle géométrie du détecteur YAP telle que est modélisée dans Geant4.	75
III.2.3	Schéma de principe illustrant la définition du paramètre $\sigma(\alpha =)$ pour définir la rugosité d'une surface dans Geant4.	75
III.2.4	Visualisation des 3 géométries testées pour diminuer l'auto-absorption dans le cristal YAP	78
III.2.5	Comparaison des spectres de réflectance de différents matériaux, issue de [Schutt 1974].	78
III.2.6	Indice de réfraction et absorption du gel optique OCF 452	80
III.2.7	Nouvelle géométrie du détecteur YAP	80
III.2.8	Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un évènement γ qui interagit dans le cristal (version finale).	81
III.2.9	Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP : version finale	81
III.3.1	Étalonnage des 2 nouveaux PMTs pour un signal photo-électron unique.	84
III.3.2	Banc de mesure, avec la voie 1 à gauche et la voie 0 (YAP optimisé) à droite. Entre les 2, la source de ^{22}Na émettrice de β^+	84
III.3.3	Visualisation des signaux des deux détecteurs YAP sur le logiciel d'acquisition.	85
III.3.4	Spectre de la somme des tensions sur 125 ns des signaux acquis pour les 2 détecteurs YAP	85
III.3.5	Nombre de photons lumineux émis par le cristal YAP par évènement γ qui interagit dans le cristal.	86
III.3.6	Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un évènement γ qui interagit dans le cristal.	87
III.4.1	Exemple de signal obtenu après traitement CFD d'un pulse du détecteur LaBr ₃ tronconique	90
III.4.2	Différence de temps de déclenchement entre les deux détecteurs LaBr ₃ , calculé par la méthode CFD.	90
III.4.3	Différence de temps de déclenchement entre le LaBr ₃ tronconique et le YAP (calcul avec un seuil fixe).	91
III.4.4	Différence de temps de déclenchement entre le LaBr ₃ tronconique et le YAP (calcul avec le CFD classique).	92
III.4.5	Exemple de signal obtenu après traitement CFD d'un pulse du détecteur YAP, avec un retard de 1 ns et une valeur d'atténuation de 20%.	93
III.4.6	Différence de temps de déclenchement entre le LaBr ₃ tronconique et le YAP (calcul avec le CFD adapté au YAP).	93
IV.1.1	Positionnement du prisme dans le faisceau lumineux	98
IV.1.2	Montage expérimental pour mesurer l'indice de réfraction du TMBi	98
IV.1.3	Indice de réfraction de l'acétone pur mesuré avec 2 cuves différentes, et comparé avec la courbe de référence (en noir).	99
IV.1.4	Indice de réfraction du TMBi	100
IV.1.5	Cuve optique en verre utilisée pour la mesure de l'absorption du TMBi .	102
IV.1.6	Échantillon placé dans le spectrophotomètre en situation de mesure . . .	102

TABLE DES FIGURES

IV.1.7	Réflexions et transmissions partielles dans le cas de 2 dioptries successifs, une lame de verre	104
IV.1.8	Réflexions et transmissions partielles dans le cas de 4 dioptries successifs, la cuve remplie de TMBi	105
IV.1.9	Mesure du coefficient d'absorption de l'eau : comparaison avec les valeurs de référence.	106
IV.1.10	Transmission globale mesurée sur le spectrophotomètre en fonction de la longueur d'onde, pour une cuve de verre remplie de TMBi.	107
IV.1.11	Coefficient d'atténuation du TMBi en fonction de la longueur d'onde. . .	108
IV.1.12	Plans et vue 3D de la cellule utilisé pour contenir le TMBi en milieu ultra-vide.	109
IV.1.13	Photographies de la cellule utilisée pour mesurer l'absorption dans une épaisseur de 44,8 mm de TMBi.	110
IV.1.14	Mesures de transmission lumineuses obtenues avec le spectrophotomètre.	111
IV.1.15	Indice de réfraction du verre des hublots.	113
IV.1.16	Coefficient d'absorption du TMBi en fonction de la longueur d'onde. . .	113
IV.1.17	Coefficients d'atténuation, de diffusion et d'absorption du TMBi en fonction de la longueur d'onde.	114
IV.2.1	Vue en éclaté du démonstrateur optique	116
IV.2.2	Vue de profil de la géométrie du démonstrateur optique implémentée dans Geant4	116
IV.2.3	Longueurs d'absorption implémentées dans la simulation Monte Carlo .	117
IV.2.4	Comportement optique des lames d'alumine utilisées pour le guide de lumière	119
IV.2.5	Arbre de probabilités correspondant au processus de choix dans le modèle unifié de Geant4, pour décrire le comportement d'un dioptre. . . .	120
IV.2.6	Schéma de la direction de propagation des photons dans le modèle unifié de Geant4	121
IV.2.7	Schéma de la géométrie des sphères intégrantes, en mesure de réflexion et de transmission	123
IV.2.8	Processus optiques lors de l'arrivée d'un photon lumineux au dioptre air - spectralon.	123
IV.2.9	Angle de réflexion des photons lumineux au dioptre air - spectralon. . .	124
IV.2.10	Géométrie de la sphère intégrante en configuration de mesure "réflexion totale".	124
IV.2.11	Processus optiques lors de l'arrivée d'un photon lumineux au dioptre air - céramique (S1).	125
IV.2.12	Angle de réflexion au dioptre air - céramique (S1).	125
IV.2.13	Pourcentage de photons lumineux qui sont détectés lors de la mesure en réflexion totale.	126
IV.2.14	Géométrie de la sphère intégrante en configuration de mesure "réflexion diffuse".	127
IV.2.15	Pourcentage de photons lumineux qui sont détectés lors de la mesure en réflexion diffuse	127

IV.2.16	Géométrie de la sphère intégrante en configuration de mesure "transmission".	128
IV.2.17	Pourcentage de photons lumineux qui sont détectés lors de la mesure en transmission	128
IV.2.18	Efficacité de détection des PMTs Hamamatsu R11265-100 implémentée dans Geant4.	129
IV.2.19	Schéma de principe du modèle de détection dans la simulation Monte Carlo.	130
IV.2.20	Énergie déposée par les électrons créés à l'issue de l'interaction γ - TMBi	130
IV.2.21	Schéma explicatif de l'énergie des électrons créés à l'issue de l'interaction γ - TMBi	131
IV.2.22	Énergie déposée par les électrons qui donnent naissance à une émission Cerenkov	132
IV.2.23	Nombre de photons lumineux émis par effet Cerenkov dans le cas d'un évènement γ 511 keV qui fait un effet photoélectrique primaire dans le TMBi.	132
IV.2.24	Longueur d'onde de l'ensemble des photons lumineux émis par effet Cerenkov dans le modèle Geant4.	133
IV.2.25	Angle d'émission des photons lumineux par effet Cerenkov par rapport à la direction d'incidence du photon γ initial, pour le cas où ce γ fait un effet photoélectrique primaire dans le TMBi	133
IV.2.26	Dispositif de mesure du rendement lumineux dans le TMBi.	134
IV.2.27	Tirage d'un électron de 836 keV au centre de la cellule 5	134
IV.2.28	Longueur d'onde des photons lumineux émis par effet Cerenkov dans le TMBi.	135
IV.2.29	Nombre moyen de photons lumineux émis par effet Cerenkov dans le TMBi en fonction de l'énergie des électrons.	135
IV.2.30	Tirage de quelques photons γ (511 keV) en face de la cellule centrale (visualisation Geant4).	136
IV.2.31	Lieu d'absorption des photons optiques dans le démonstrateur (en % du nombre de photons initiaux émis)	136
IV.2.32	Pourcentage du nombre de photons optiques créés détectés par les photocathodes du démonstrateur	137
IV.2.33	Temps d'arrivée des photons optiques à la photocathode n°5.	138
IV.2.34	Efficacité de détection de la voie 5 du démonstrateur	138
IV.3.1	Nombre de photons Cerenkov détectés par la photocathode du PMT n°5 pour les évènements γ qui déposent la totalité de leur énergie dans le TMBi par effet photoélectrique.	140
IV.3.2	Histogramme du temps d'arrivée des photons Cerenkov sur la photocathode du PMT n°5 pour les évènements γ qui déposent la totalité de leur énergie dans le TMBi par effet photoélectrique.	140
IV.3.3	Histogrammes du temps de détection du premier photon Cerenkov par la photocathode du PMT n°5 pour les évènements γ qui déposent la totalité de leur énergie dans le TMBi par effet photoélectrique en fonction du nombre de photons Cerenkov détectés.	141

TABLE DES FIGURES

IV.3.4	Nombre de photons Cerenkov détectés par la photocathode du PMT n°5 pour l'ensemble des évènements γ	142
IV.3.5	Histogramme du temps d'arrivée des photons Cerenkov sur la photocathode du PMT n°5 pour l'ensemble des évènements γ	142
IV.3.6	Histogramme du temps de détection du premier photon Cerenkov par la photocathode du PMT n°5.	143
IV.3.7	Histogramme du temps de détection du premier photon Cerenkov par la photocathode du PMT n°5 pour les évènements γ qui déposent la totalité de leur énergie dans le TMBi par effet photoélectrique.	143
V.1.1	Transmittance externe mesurée par le fabricant Crystran pour une épaisseur de 2 mm de saphir.	148
V.1.2	Courbes d'indice de réfraction du saphir issues des données Crystran. . .	148
V.1.3	Longueur d'absorption du saphir.	149
V.1.4	Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur (interface optique optimisée).	149
V.1.5	Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (interface optique optimisée)	150
V.1.6	Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur et pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (céramiques réfléchissantes 95%)	151
V.1.7	Géométrie de l'optimisation n°4 : immersion de la face avant des PMTs dans le TMBi, en sortie du guide de lumière.	152
V.1.8	Indice de réfraction et coefficient d'absorption du verre S-NBM51. . . .	152
V.1.9	Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur (PMTs immergés)	153
V.1.10	Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (PMTs immergés)	153
V.1.11	Spectre d'émission Cerenkov dans l'ensemble du détecteur, pour les versions 4 et 4b.	154
V.1.12	Géométrie de l'optimisation 6, version 1. Inclinaison des guides en céramique de la voie centrale = 15°	156
V.1.13	Géométrie de l'optimisation 6, version 2. Inclinaison des guides en céramique de la voie centrale = $7,5^\circ$	156
V.1.14	Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur (inclinaison des céramiques)	157
V.1.15	Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (inclinaison des céramiques)	157
V.1.16	Vue de profil du détecteur dans la configuration 6, version 1	158
V.1.17	Géométrie du test détecteur entier de forme trapézoïdale	159
V.1.18	Géométrie de l'optimisation 7, version 1 et 2. Inclinaison des guides en céramique de la voie centrale = 0° ou $7,5^\circ$	160
V.1.19	Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur (orientation du détecteur)	161
V.1.20	Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (orientation du détecteur)	161

TABLE DES FIGURES

V.1.21	Temps d'arrivée des photons Cerenkov sur la photocathode du PMT n°5, source placée du côté de la bride avant (optimisation 5).	162
V.1.22	Temps d'arrivée des photons lumineux à la photocathode du PMT n°5, source placée du côté des PMTs (optimisation 7).	163
V.2.1	Géométrie des 4 versions testées.	167
V.2.2	Absorption des photons lumineux dans les différents matériaux et surfaces du détecteur, pour chacune des 4 versions testées.	168
V.2.3	Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs	169
V.2.4	Efficacité globale du détecteur pour les 4 version testées	170
V.2.5	Position (en mm) de la première interaction des photons γ dans l'épaisseur du détecteur	171
V.3.1	Densité de probabilité de la longueur d'onde des photons Cerenkov reçus par la photocathode n°5.	174
V.3.2	Spectres des photons Cerenkov reçus et détectés par la photocathode n°5 -100 (super bialkaly).	174
V.3.3	Bruits d'obscurité mesurés sur quelques PMTs R11265-100 en fonction de la tension de polarisation des détecteurs.	175
V.3.4	Efficacités quantiques de détection des photocathodes -20 et -200 proposées par Hamamatsu pour le PMT R11265.	175
V.3.5	Spectres des photons Cerenkov reçus et détectés par la photocathode n°5 -20 et -200.	176
V.3.6	Bruits d'obscurité mesurés sur quelques PMTs R11265-200, en fonction de la tension de polarisation des détecteurs.	176
V.3.7	PMT Hamamatsu R10467U sur lequel est montée la photocathode -40. .	177
V.3.8	Efficacité quantique de détection de la photocathode -40 proposée par Hamamatsu pour le PMT R10467U.	177
V.3.9	Spectres des photons Cerenkov reçus et détectés par la photocathode n°5 -40.	177
V.3.10	Efficacité de détection de photons (PDE) des photomultiplicateurs au silicium proposés par Ketek, pour des pas de micro-cellules de 50 et 100 μm	178
V.3.11	Spectres des photons Cerenkov reçus et détectés par la photocathode n°5 : photomultiplicateurs au silicium, pour des pixels de 50 et 100 μm . .	178
V.4.1	Vue en coupe du démonstrateur optique version 2	182
V.4.2	Étape intermédiaire du montage du démonstrateur optique version 2 : fixation du guide de lumière en céramique sur la bride avant en titane .	183
V.4.3	Démonstrateur optique assemblé (sans les PMTs et la carte électronique) : vue de côté et de face.	183
V.4.4	Géométrie du démonstrateur optique version 2 telle que modélisée dans Geant4	183
V.4.5	Position (en mm) de la première interaction des photons γ dans l'épaisseur du détecteur (bride en titane)	184

TABLE DES FIGURES

V.4.6	Absorption des photons lumineux dans les différents matériaux et surfaces du détecteur version 2.	185
V.4.7	Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs, démonstrateur version 2	185
V.4.8	Efficacité globale attendue du détecteur version 2	185
V.4.9	Distribution du temps d'arrivée des photons Cerenkov : démonstrateur version 2	186
V.4.10	Temps de détection du premier photon Cerenkov par la photocathode n°5	187
V.4.11	Efficacité globale de détection des γ : sélection de l'effet photoélectrique	187
V.4.12	Temps de détection du premier photon Cerenkov par la photocathode n°5 avec TTS du PMT	188
VI.1.1	Nombre moyen de photons lumineux émis par effet Cerenkov dans le TMBi en fonction de l'énergie des électrons	195
VI.1.2	Énergie perdue par le photon γ de 511 keV lors d'un effet Compton dans le TMBi	195
VI.1.3	Fond de détection du YAP	198
VI.1.4	Spectre d'amplitude du signal analogique du détecteur YAP, voie 0 de la carte d'acquisition, source radioactive à 43 cm du détecteur.	199
VI.1.5	Spectre d'amplitude du signal analogique du détecteur YAP, voie 0 de la carte d'acquisition, source radioactive placée à 51 cm du détecteur . .	200
VI.1.6	Etape 1 de la normalisation tenant compte du seuil de déclenchement du détecteur YAP	200
VI.1.7	Etape 2 de la normalisation tenant compte du seuil de déclenchement du détecteur YAP	201
VI.1.8	Etape 3 de la normalisation tenant compte du seuil de déclenchement du détecteur YAP	201
VI.1.9	Spectre d'amplitude du signal analogique du détecteur YAP correspondant à la source ^{22}Na seule avec un seuil de déclenchement à -100 mV .	202
VI.1.10	Spectre d'énergie déposée dans le détecteur YAP correspondant à la source ^{22}Na seule avec un seuil de déclenchement à -100 mV	202
VI.1.11	Évaluation de la surestimation de l'efficacité par la méthode de soustraction des événements 1,3 MeV détectés dans le cristal YAP	203
VI.1.12	Temps de déclenchement des différentes voies du démonstrateur (voies 1 à 9) et du détecteur YAP (voie 0), en ns.	205
VI.1.13	Géométrie du détecteur avec correction de la direction du faisceau de γ incident.	212
VI.1.14	Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur (démonstrateur optique v2 corrigé)	213
VI.1.15	Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (démonstrateur optique v2 corrigé)	213
VI.1.16	Efficacité globale attendue (démonstrateur optique v2 corrigé)	214
VI.1.17	Géométrie du modèle de détecteur corrigé, test avec des céramiques non réfléchissantes.	215

TABLE DES FIGURES

VI.1.18	Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur (démonstrateur optique v2 corrigé, céramiques non réfléchissantes)	215
VI.1.19	Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (démonstrateur optique v2 corrigé, céramiques non réfléchissantes)	215
VI.1.20	Efficacité globale attendue du détecteur version 2 (démonstrateur optique v2 corrigé, céramiques non réfléchissantes)	216
VI.1.21	Temps d'arrivée des photons lumineux à la photocathode du PMT n°5 (démonstrateur optique v2 corrigé, céramiques non réfléchissantes) . . .	216
VI.1.22	Géométrie du modèle de détecteur corrigé, ajustement avec des céramiques réfléchissantes à 73%.	216
VI.1.23	Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur (démonstrateur optique v2 corrigé, céramiques réfléchissantes 73%)	217
VI.1.24	Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (démonstrateur optique v2 corrigé, céramiques réfléchissantes 73%)	217
VI.1.25	Efficacité globale attendue du détecteur version 2 (démonstrateur optique v2 corrigé, céramiques réfléchissantes 73%)	218
VI.1.26	Géométrie du modèle de détecteur corrigé, céramiques réfléchissantes à 100%.	219
VI.1.27	Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (démonstrateur optique v2 corrigé, céramiques réfléchissantes 100%, effet photoélectrique)	219
VI.1.28	Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (démonstrateur optique v2 corrigé, céramiques réfléchissantes 100%, tout venant)	220
VI.2.1	Exemple de visualisation d'un pulse de signal du démonstrateur optique version 2	222
VI.2.2	Différence de temps de déclenchement entre les différentes voies du démonstrateur optique et le détecteur YAP.	223
VI.2.3	Résolution en temps en fonction de la tension de polarisation des PMTs, voie par voie	224
A.1	Corps de chambre en verre BK7	241
A.2	Bride et corps de chambre	241
A.3	Guide de lumière	242
A.4	Support des PMTs et du joint optique	242
A.5	Principe de fonctionnement d'un spectrophotomètre.	243
A.6	Principe de la mesure alternative dans le spectrophotomètre	244
A.7	Vue interne du spectrophotomètre Varian Cary-5000	244
A.8	Structure complète de l'accessoire DRA 2500 (vue du dessus)	245
A.9	Structure complète de l'accessoire DRA 2500 (vue 3D)	245
A.10	Photographies du spectrophotomètre Varian Cary-5000 et de l'accessoire DRA 2500.	246
A.11	Banc de mesure	247
A.12	Baie d'alimentation du démonstrateur et carte d'acquisition	248

TABLE DES FIGURES

A.13	Architecture de l'alimentation haute tension des 9 PMTs du démonstrateur optique	248
A.14	Principe de fonctionnement de la carte d'acquisition	249
A.15	Acquisition des signaux provenant du passage d'un μ cosmique	250
A.16	Schéma du montage permettant à la fois d'acquérir le signal du scintillateur YAP et de compter le nombre de déclenchements.	250
A.17	Modules utilisés pour alimenter le détecteur YAP et mesurer son taux de comptage	251
A.18	Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un événement γ qui interagit dans le cristal : optimisation n°1. . .	252
A.19	Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP : version 1 . . .	252
A.20	Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP : version 2 . . .	253
A.21	Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un événement γ qui interagit dans le cristal : optimisation n°3. . .	254
A.22	Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP : version 3 . . .	254
A.23	Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un événement γ qui interagit dans le cristal : optimisation n°3b. . .	255
A.24	Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP : version 3b . . .	255
A.25	Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un événement γ qui interagit dans le cristal : optimisation n°5. . .	256
A.26	Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP : version 5 . . .	256
A.27	Résolution en temps en fonction de la tension de polarisation des PMTs (FWHM)	257
A.28	Résolution en temps en fonction de la tension de polarisation des PMTs (largeur à 1/10)	257
A.29	Résolution en temps en fonction du bruit électronique (FWHM)	258
A.30	Résolution en temps en fonction du bruit électronique (largeur à 1/10) . .	258
A.31	Résolution en temps en fonction du nombre de cellules voisines (FWHM)	258
A.32	Résolution en temps en fonction du nombre de cellules voisines (largeur à 1/10)	259

TABLE DES FIGURES

Introduction

Le principe de la tomographie par émission de positons en tant que modalité d'imagerie médicale est apparu au cours des années 1950. Elle est devenue l'examen de référence pour les bilans d'extension des cancers dans les années 1990. Cet examen consiste à injecter au patient un radio-isotope β^+ couplé à du déoxyglucose. Cet assemblage glucose-isotope, que l'on appelle radio-traceur, se fixe préférentiellement sur les cellules à forte activité métabolique, par exemple les cellules tumorales. La détection des particules émises lors de la désintégration du radio-isotope permet ensuite d'estimer la position des cellules tumorales sur des images 3D.

L'enjeu, lors de la réalisation de cet examen, est d'être le plus sensible possible pour améliorer le rapport signal sur bruit dans les images et donc détecter des signaux plus discrets [Trebossen 2007]. Pour cela, il faut détecter un maximum des particules émises par le radio-isotope. Cela revient à améliorer les taux de comptage et la sensibilité des détecteurs. Il faut également que l'image produite ait la meilleure résolution spatiale possible [Trebossen 2007]. La résolution spatiale est définie comme la distance minimale entre deux sources pour qu'elles soient perçues distinctement. Elle doit être la plus petite possible pour améliorer la quantification. A l'heure actuelle la résolution spatiale sur les systèmes TEP cliniques est de 5 mm. Les images doivent également présenter un bon contraste, c'est-à-dire que les structures d'intérêt soient repérables par un signal fort par rapport au fond de l'image. Le contraste dépend directement du Noise Equivalent Count Rate (NECR) (défini dans le chapitre I.1), qui correspond au taux de comptage qui permettrait d'avoir un rapport signal-sur-bruit dans l'image reconstruite équivalent au rapport signal-sur-bruit d'un comptage Poissonien ([Strother et al. 1990]). Le fonctionnement et les performances d'un tomographe par émission de positons sont expliquées plus en détail dans la bibliographie de cette étude.

Pour satisfaire à ces contraintes d'examen, le choix du détecteur est déterminant : il constitue la première étape dans la chaîne de fabrication de l'image. Lorsque les photons γ de 511 keV arrivent dans le détecteur, ils peuvent subir différentes interactions, les principales étant l'absorption photoélectrique, la diffusion inélastique Compton et la diffusion élastique Rayleigh (à cette énergie, la création de paires est impossible). Ces différents types d'interaction seront décrits plus en détail dans le chapitre I.1. Le signal fourni par le détecteur à la suite de ces interactions est la base du traitement et de la reconstruction de l'image, il doit donc être de la meilleure qualité possible.

La qualité du détecteur en TEP est jugée sur de nombreux critères. Ici sont présentés les principaux critères de qualité d'un détecteur TEP, d'après le chapitre "Physics and Instrumentation in PET" de l'ouvrage [Valk et al. 2003].

- Le milieu de détection doit posséder un coefficient d'atténuation linéique des photons

γ le plus élevé possible à 511 keV. Ainsi, la probabilité de détecter un γ incident dans une épaisseur de milieu de détection donnée (c'est-à-dire l'efficacité de détection) est plus grande. Le coefficient d'atténuation et donc l'efficacité de détection du milieu dépendent directement de sa densité. Le milieu doit également être de numéro atomique Z élevé, afin de favoriser l'effet photoélectrique lors de l'interaction du γ . Cela permet une conversion ponctuelle de la totalité de l'énergie du photon γ .

- La réponse du détecteur doit être la plus rapide possible pour avoir une bonne résolution en temps, c'est-à-dire être capable de dater précisément la détection du γ . Cela permet de rejeter une partie du bruit appelée "coïncidences fortuites", qui correspond à deux événements détectés au même moment par le détecteur, alors qu'ils ne proviennent pas de la même désintégration β^+ au départ.
- Il faut également que la résolution en énergie du détecteur, c'est-à-dire la précision avec laquelle il mesure l'énergie du γ incident, soit la meilleure possible. Cela permet de rejeter les photons d'énergie inférieure à 511 keV, qui ont subi une diffusion Compton dans le patient et ne sont donc plus porteurs de l'information spatiale sur la position du traceur. Ils constituent ce qu'on appelle les "coïncidences diffusées", qui correspondent à du bruit.
- Enfin, le détecteur doit être le plus compact possible, pour diminuer le volume mort et les angles morts et assurer une couverture plus efficace du champ de vue. Cela permet d'augmenter la sensibilité de l'appareil (d'après [Trebossen 2007]).

En résumé, le détecteur idéal en TEP serait à la fois : dense, de haut numéro atomique Z , rapide, d'une bonne résolution en énergie et compact. Nous allons voir qu'à l'heure actuelle, aucun détecteur ne répond à tous ces critères à la fois.

Plusieurs technologies de détecteurs TEP sont actuellement disponibles ou en développement. Ils peuvent être classés en trois catégories : les scintillateurs, les convertisseurs directs, et les TPC ou Time Projection Chambers.

Les scintillateurs sont les premiers détecteurs à avoir été utilisés en TEP, et ils sont aujourd'hui de très loin les plus répandus sur les imageurs cliniques. La technologie sur laquelle ils reposent est décrite par R. Trebossen et R. Lecomte, dans leurs articles respectifs "Innovations technologiques récentes en détection pour la Tomographie par Emission de Positons" [Trebossen 2007] et "Novel detector technology for clinical PET" [Lecomte 2009]. En résumé, il s'agit d'un cristal scintillant qui convertit le photon γ incident en signal lumineux (photons de scintillation). Ce signal lumineux est ensuite transformé en signal électrique grâce à des photodétecteurs, le plus souvent des photomultiplicateurs (PMTs). Actuellement, les types de cristaux les plus prometteurs sont les cristaux LSO:Ce et LYSO:Ce, et le LaBr₃:Ce. Depuis une dizaine d'années environ, le LSO:Ce et le LYSO:Ce ont remplacé le BGO, qui avait l'avantage d'être dense (7.3 g/cm^3) et d'avoir une probabilité d'effet photoélectrique (appelée aussi photofraction) assez élevée (44%), grâce à la présence de Bismuth. Le BGO a donc un coefficient d'atténuation linéique assez élevé à 511 keV ($\mu_{BGO} = 0,9 \text{ cm}^{-1}$), et permet une bonne efficacité de détection. D'un autre côté, c'est également un cristal de détection lent (décroissance de la scintillation de 300 ns) et son faible rendement de scintillation (8200 photons/MeV, c'est à dire 8200 photons de scintillation par MeV d'énergie déposée par le γ) ne permet pas une bonne résolution en énergie intrinsèque (autour de 16%). Le LSO et le LYSO sont rapides (décroissance de la scintillation en 40 ns) et leur rendement de scintillation plus élevé (autour de 30 000

photons/MeV) permet d'atteindre une meilleure résolution en énergie (12%). D'après [Lecomte 2009], il s'agit pour l'instant du meilleur compromis entre rendement de scintillation et efficacité ($\mu_{LSO} = 0,8 \text{ cm}^{-1}$). Enfin, le $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$ est un cristal encore plus rapide que le LSO ou le LYSO (décroissance de la scintillation en 16 ns), ayant un excellent rendement de scintillation (60 000 photons/MeV). Néanmoins, le rendement photoélectrique du LaBr_3 est inférieur au LSO, il est moins efficace que le BGO ($\mu_{\text{LaBr}_3} = 0,45 \text{ cm}^{-1}$), et il est hygroscopique, ce qui freine son utilisation en tant que détecteur TEP.

Les convertisseurs directs (semi-conducteurs) représentent une alternative aux scintillateurs. [Lecomte 2009] explique leur fonctionnement : le photon γ provoque une ionisation dans le milieu de détection. Une différence de potentiel appliquée de part et d'autre du milieu permet de dériver les charges créées vers un plan de collection des charges, ce qui produit le signal électrique de la détection. Les technologies les plus étudiées sont les semi-conducteurs tels que le CZT ou le CdTe. Ils présentent le gros avantage de permettre une résolution en énergie autour de 3%, d'après R. Trebossen [Trebossen 2007], grâce à leur rendement de production de charges élevé (200 000 électrons/MeV pour le CZT). R. Lecomte indique également que le signal produit est très peu soumis au bruit. Ils permettent également, contrairement aux cristaux scintillants, un découpage du détecteur en matrice de pixels de 1 mm^2 , ce qui aboutit à une bonne résolution spatiale. Néanmoins, il est également indiqué que ces matériaux présentent des points faibles : ils sont peu denses et leur rendement photoélectrique est modeste, ils sont donc peu efficaces à la détection ($\mu_{\text{CZT}} = 0,57 \text{ cm}^{-1}$), et ce sont des détecteurs très lents à cause de la faible vitesse de dérive des charges (comparé au signal lumineux très rapide). Leur résolution en temps est donc largement en-dessous de celle des scintillateurs.

À ce stade, deux technologies opposées s'affrontent. D'un côté, les cristaux scintillants, qui ont un coefficient d'atténuation élevé, qui sont basés sur le phénomène de scintillation rapide mais qui ne permettent pas une résolution en énergie en-dessous de 12%. De l'autre côté, les semi-conducteurs, basés sur l'ionisation du milieu, permettent une excellente résolution en énergie mais sont beaucoup plus lents et plus légers (donc moins efficaces à la détection).

Une technologie en cours de développement appelée TPC propose de profiter des points forts des deux phénomènes (ionisation et scintillation), dans un même détecteur. Dans son étude "Liquid Xenon for particle physics and astrophysics", E. Aprile [Aprile and Doke 2010] propose d'utiliser cette technologie de CPT avec du Xénon liquide LXe. Il indique en effet que les gaz rares sont les seuls éléments qui réagissent aux rayonnements γ à la fois par scintillation et par ionisation. Le fonctionnement d'un détecteur LXe en mode CPT est le suivant : le photon γ , lorsqu'il interagit dans le LXe, produit des photons de scintillation et des paires électrons-ions issues de l'ionisation du milieu. La lumière de scintillation est détectée par des PMTs, ce qui donne le temps de détection t_0 . Les électrons, dérivés par un champ électrique d'environ 1 kV/cm , induisent à leur passage un signal sur un maillage de fils. Cela permet de mesurer la position de l'interaction en (X,Y) dans le détecteur. La quantité de charges collectées par l'anode permet quant à elle de connaître l'énergie initiale déposée par le photon γ . Enfin, la différence de temps entre la collection des charges (t_1) et le temps d'interaction t_0 , connaissant la vitesse de dérive des charges, permet de remonter à la position Z de l'interaction (dans la profondeur du détecteur). Ce principe de détection est également développé par le laboratoire Subatech à Nantes

[Grignon et al. 2007]. La Time Projection Chamber au LXe est donc un détecteur qui utilise à la fois les phénomènes d'ionisation et de scintillation. E. Aprile met l'accent sur la richesse de l'information contenue dans le signal de détection, issu à la fois de la production de charges et de la scintillation. D'après l'auteur, un tel système possède une bonne résolution en énergie (autour de 4% dans une TEP) et une résolution spatiale inférieure au mm, grâce à la collection des charges. De plus, la réponse scintillation rapide (décroissance rapide de 5 ns, décroissance lente de 25 ns) permet d'accéder à une résolution en temps allant jusqu'à 270 ps. On profite donc à la fois des avantages des scintillateurs et des convertisseurs directs, dans un même détecteur. Néanmoins, E. Aprile signale dans son étude que, dans ce type de détecteur, l'interaction photoélectrique n'est pas dominante. En effet, la photofraction du LXe (c'est-à-dire le taux d'effets photoélectriques sur l'ensemble des interactions possibles) est seulement de 22%. Cela signifie que le photon γ dépose son énergie en plusieurs fois, à plusieurs endroits différents du détecteur, par effet Compton d'abord puis par effet photoélectrique. C'est ce qu'on appelle des interactions multiples. Pour accéder à l'information nécessaire sur l'énergie et la position du photon γ , une reconstruction (appelée reconstruction Compton) est alors nécessaire. L'auteur précise que dans le contexte médical, cette reconstruction Compton qui demande un certain temps, permettra difficilement de produire les images rapidement. Il souligne également le coût et la complexité de cette technologie (cryogénie), qui pourrait freiner son utilisation en milieu hospitalier.

Dans une étude intitulée "CaLIPSO : An innovative detector for PET-scan imaging", D. Yvon [Yvon et al. 2014] explique que le numéro atomique relativement bas du Xénon ($Z=54$) est à l'origine de la faible probabilité d'interaction photoélectrique des γ , et donc de la nécessité de reconstruction Compton. Il signale également que le Xénon liquide doit être accompagné d'un système cryogénique encombrant difficile à mettre en place dans une salle d'examen. La solution proposée par D. Yvon est alors de s'appuyer sur le principe de détection de la Chambre à Projection Temporelle, pour garder les avantages du signal double lumière et charge, mais en remplaçant le LXe par un matériau de numéro atomique élevé, pour s'affranchir du problème des double-interactions et donc de la reconstruction Compton. Cette technologie en cours de développement se nomme CaLIPSO (Calorimètre Liquide Ionisation Position Scintillation Organométallique). Le liquide proposé est le Tri-MéthylBismuth (TMBi), composé à 82% en masse de Bismuth ($Z=83$). Il ne scintille pas, mais de la lumière est produite par effet Cerenkov lors de l'interaction du γ dans le milieu. La détection de cette lumière Cerenkov permet de déclencher et dater précisément la détection. L'ionisation du TMBi issue de l'interaction du γ permet, en collectant les charges produites, de mesurer l'énergie déposée par le photon dans le milieu, ainsi que la position en (X,Y) de l'interaction. Enfin, la différence de temps entre la collection de lumière (t_0) et de charges (t_1) permet de remonter à la position Z de l'interaction dans la profondeur du détecteur. On retrouve donc exactement le même principe que la Chambre à Projection Temporelle, en remplaçant le LXe par du TMBi. Ce concept de détection a été breveté à l'international (brevet PCT/EP2011/054153).

Les avantages attendus du détecteur CaLIPSO sont nombreux. L'auteur prévoit en effet une résolution en énergie de l'ordre de 10%, et une résolution spatiale 3D de l'ordre du mm. Grâce au numéro atomique élevé du TMBi, l'efficacité de conversion par effet photoélectrique est bien plus élevée qu'avec le Xénon liquide. De plus, le détecteur ne

nécessite pas de cryogénie, ce qui le rend plus compact et potentiellement plus facile à utiliser en milieu hospitalier. Enfin, la production de lumière par effet Cerenkov est encore plus rapide que la scintillation. Il en résultera normalement une meilleure résolution en temps qu’avec le LXe (l’auteur prévoit pour l’instant une résolution en temps inférieure à 1 ns).

Néanmoins, l’auteur [Yvon et al. 2014] reconnaît que la technologie CaLIPSO présente de nombreux enjeux. Le TMBi n’a encore jamais été utilisé dans un détecteur de particules, ses propriétés en terme d’ionisation et production de lumière ne sont donc pas documentées. De plus, il est admis que le rendement de production de lumière par effet Cerenkov est beaucoup plus bas que par scintillation. Un effort important devra donc être fait pour récupérer le peu de lumière produite et ainsi assurer une bonne datation de l’interaction. D’autre part, pour pouvoir collecter les charges produites dans le TMBi, celui-ci doit être ultra-pur. Son ultra-purification constitue une difficulté technologique qui devra être contournée. Enfin, ce liquide est pyrophorique, ce qui signifie qu’il doit être manipulé dans des contenants hermétiques, ce qui complique encore sa manipulation. En résumé, le TMBi a un bon potentiel de détection grâce à son numéro atomique élevé, mais c’est un liquide difficile qui nécessite un développement conséquent avant de pouvoir être utilisé.

Après cette première approche, il est alors possible de dresser un bilan de toutes les technologies de détecteurs utilisées ou envisagées pour la TEP, avec pour chacune leurs avantages et leurs limites.

D’un côté, les scintillateurs présentent l’avantage d’être assez rapides et d’avoir un pouvoir d’arrêt suffisant pour arrêter une bonne partie des photons γ . Leur principal inconvénient est leur photofraction modeste, et la difficulté de reconstruire précisément la position des interactions γ dans le cristal, sauf à travailler avec des cristaux de très petite taille. De plus, ils ne permettent pas une résolution en énergie meilleure que 12%.

L’alternative proposée à ces cristaux est l’utilisation de convertisseurs directs tels que les semi-conducteurs (CdTe et CZT). Grâce à leur rendement de production d’électrons bien plus élevé (pour le CZT, 200 000 électrons/MeV), ils permettent une résolution en énergie de l’ordre de 3%. De plus, il est facile de les pixelliser, ce qui permet d’obtenir une résolution spatiale de l’ordre du mm. Cependant, la dérive des électrons étant bien plus lente que le déplacement des photons lumineux dans un scintillateur, les convertisseurs directs sont très lents comparés aux scintillateurs, et ne permettent pas d’obtenir d’aussi bonnes résolutions en temps. De plus, leur pouvoir d’absorption est bien moins élevé (pour le CZT, $\mu = 0,52 \text{ cm}^{-1}$ et photofraction = 16% à 511 keV).

Ainsi, le phénomène de scintillation et d’ionisation ont chacun leurs avantages et leurs inconvénients. L’idéal serait donc de tirer profit des deux phénomènes dans un même détecteur. Les détecteurs au Xénon liquide fonctionnant sur le principe de la Chambre à Projection Temporelle atteignent une résolution en énergie atteinte de 4%, une résolution spatiale en 3D de 1 mm, et la réponse rapide du détecteur permet une bonne résolution en temps.

Le concept de détection CaLIPSO est basé sur la production de lumière et de charges dans un nouveau liquide, le TriMéthylBismuth. Liquide à température ambiante, le TMBi possède une photofraction de 47%. La détection se faisant également à la fois par production de lumière et de charges, des performances détecteur similaires à celles du LXe sont attendues. Néanmoins, le TMBi est un liquide qui n’a jamais été utilisé en détection.

Tout le développement est donc à faire. Le rendement de production de lumière par effet Cerenkov dans ce liquide est très bas, ce qui implique des efforts conséquents pour collecter et détecter correctement cette lumière. La collection des charges pose également des problèmes. Pour prouver que ce concept peut fonctionner et donner les performances attendues, il faut alors construire deux démonstrateurs, un basé sur la collection de lumière et l'autre basé sur la collection des charges produites dans le TMBi.

C'est ce qui justifie cette étude, qui consiste à concevoir et optimiser un démonstrateur optique pour CaLIPSO en identifiant les mécanismes physiques de la détection des photons γ de 511 keV par production de lumière dans le TriMéthylBismuth.

Le premier objectif de cette étude a été de vérifier que la détection γ par effet Cerenkov dans le TMBi était possible, et d'avoir une première idée des performances envisageables dans un tel détecteur. Il a donc fallu concevoir et monter un premier démonstrateur optique, point de départ pour développer une détection optimale via l'effet Cerenkov. Sur ce premier démonstrateur, la résolution en temps et l'efficacité de détection ont été évaluées afin d'avoir une première idée des performances qui pouvaient être atteintes.

La nature des résultats obtenus pour le premier démonstrateur optique ainsi que son outil de test (un détecteur composé d'un cristal scintillant YAP et d'un photomultiplicateur), ont conduit à vouloir comprendre et améliorer la collection de la lumière dans les deux détecteurs. Pour cela, il a fallu utiliser la simulation Monte Carlo. On a donc d'abord optimisé la collection de la lumière dans le détecteur YAP, plus simple de géométrie et de fonctionnement, afin de se familiariser avec l'utilisation de Geant4 et les processus physiques conditionnant la collection de la lumière.

Une fois cette première approche effectuée, on a cherché à optimiser la collection de lumière dans le démonstrateur optique. Pour construire le modèle Geant4 du détecteur, il fallait cependant disposer des propriétés optiques du TMBi, à savoir son indice de réfraction et sa longueur d'absorption et de diffusion en fonction de la longueur d'onde. Ces mesures ont donc été réalisées sur le TMBi, grâce à une cuve prismatique pour l'indice de réfraction, et un spectrophotomètre pour la longueur d'absorption et de diffusion. Ces mesures ont été présentées en conférence [Verrecchia et al. 2012], et ont donné lieu à la publication d'un article qui documente les propriétés optiques du TriMéthylBismuth [Ramos et al.]. Une fois ces données mesurées, le modèle du détecteur a pu être élaboré, afin de se rapprocher au mieux de la réalité du démonstrateur. L'étude de ce modèle a permis de comprendre où étaient les pertes lumineuses dans le détecteur, et quels effets étaient à l'origine de son défaut d'efficacité de détection.

A partir de ces résultats, la volonté a été d'élaborer une deuxième version du démonstrateur optique en jouant sur différents paramètres afin d'améliorer la résolution en temps et l'efficacité de détection. Pour cela, la simulation Monte Carlo a permis de tester de nombreuses options, au niveau du design du détecteur et des matériaux utilisés. Pour chacune de ces options, l'efficacité de la collection de la lumière Cerenkov a été évaluée, et nous avons retenu des améliorations accessibles technologiquement et efficaces. C'est ainsi qu'un nouveau design de démonstrateur optique a été conçu.

Enfin, nous avons confronté les performances du nouveau démonstrateur optique, mesurées expérimentalement, à celles prévues par la simulation. Les analyses ont été poussées sur ce deuxième démonstrateur, afin d'en tirer la meilleure efficacité et résolution en temps,

et afin de comprendre au mieux ce qui conditionnait ces deux caractéristiques.

Ce document s'articule donc autour des grands axes de travail présentés précédemment. D'abord, un rappel du contexte de l'étude permet de revoir les grands principes de l'imagerie TEP et du détecteur CaLIPSO. Ensuite, nous verrons comment le premier démonstrateur permet de valider le principe de la détection des photons γ par effet Cerenkov dans le TMBi. La troisième partie de ce travail est consacrée à l'optimisation du détecteur à cristal scintillant de YAP utilisé comme trigger dans les mesures. Quatrièmement, les phénomènes physiques de la détection impliqués dans les performances du démonstrateur sont étudiés grâce notamment à une modélisation Monte Carlo. La cinquième partie de cette étude consiste à optimiser le détecteur, en utilisant le modèle Monte Carlo construit précédemment. Enfin, la sixième et dernière partie est consacrée à la mesure des performances du second démonstrateur optimisé.

Première partie

Contexte bibliographique et motivations du projet CaLIPSO

Chapitre 1

L'imagerie TEP

1.1 Principe de fonctionnement

Afin de bien comprendre les motivations de cette étude, il est nécessaire de définir ce qu'est l'imagerie TEP, son fonctionnement, et son utilisation dans le contexte médical. Ces définitions s'appuient sur un cours de troisième cycle donné par Irène Buvat [Buvat 2009], ainsi que sur des documents publiés dans des revues scientifiques ([Bendriem 1998] et [de Dreuille et al. 2002]) qui détaillent le fonctionnement de la tomographie par émission de positons.

Une modalité d'imagerie fonctionnelle

La Tomographie par Émission de Positons est une technique d'imagerie 3D utilisée en médecine nucléaire. Il s'agit d'un examen d'imagerie fonctionnelle, c'est-à-dire qu'il permet de visualiser la distribution de molécules d'intérêt biologique dans le corps du patient. Par exemple, la consommation de glucose permet de connaître l'activité métabolique des cellules et des organes du patient. La TEP est l'examen de référence pour effectuer des bilans d'extension métastatiques.

Le radio-traceur

Afin de mesurer la consommation de glucose dans les cellules, un radio-traceur est injecté au patient. Il peut s'agir de différents éléments émetteurs β^+ , comme le ^{11}C , le ^{15}O , etc. Le tableau I.1.1 [Buvat 2009] donne les caractéristiques des principaux émetteurs utilisés.

Isotope	E_{max} (MeV)	Parcours moyen dans l'eau (mm)	Période T (min)
Oxygène 15	1,7	2,7	2
Azote 13	1,2	1,5	10
Carbone 11	1	1,1	20
Fluor 18	0,6	0,6	110
Brome 76	3,4	5	960
Gallium 68	1,9	3,1	68
Rubidium 82	3,4	-	1,3

Tableau I.1.1 – Caractéristiques des principaux traceurs β^+ utilisés en TEP

1.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Comme on peut le remarquer, l'énergie maximale des positons émis par le ^{18}F est plus basse que celle de tous les autres isotopes. Il s'ensuit que le parcours de ces positons est le plus petit également. La résolution spatiale des images étant directement limitée par ce parcours, le ^{18}F est l'isotope qui permet d'obtenir les images les plus résolues spatialement, et donc de meilleure qualité. De plus, sa demie-vie de 110 min permet de faciliter les synthèses radiochimiques et le transport du produit pharmaceutique jusqu'au patient. Ce sont les raisons pour lesquelles il est le radio-élément le plus utilisé en TEP.

L'association entre un atome de ^{18}F et une molécule de DéoxyGlucose se nomme le FluoroDéoxyGlucose (^{18}F -FDG), c'est le radiotraceur le plus utilisé en bilan d'extension des cancers par TEP. Le DéoxyGlucose imite le comportement du Glucose vis-à-vis des cellules, c'est-à-dire qu'il est absorbé par les cellules à forte activité métabolique. En revanche, à l'inverse du Glucose classique, les cellules sont incapables de métaboliser (et donc de détruire) la molécule de DéoxyGlucose. Le radio-traceur ^{18}F -FDG s'accumule alors dans ces cellules après phosphorylation par l'hexokinase.

Le ^{18}F contenu dans le radiotraceur est un émetteur β^+ . Il émet des positons d'énergie maximum 634 keV, selon l'équation de désintégration (1.1).

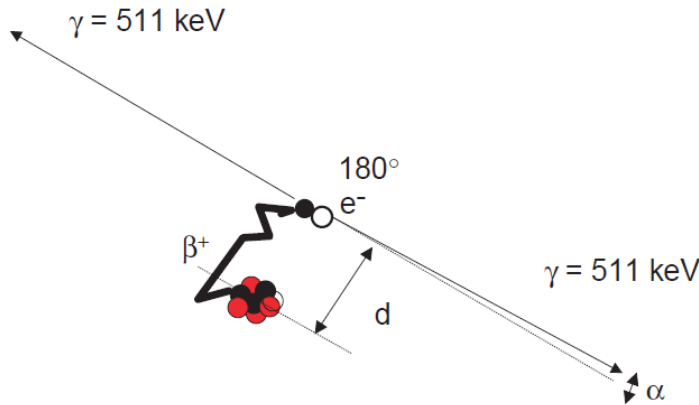


FIGURE I.1.1 – Schéma de la désintégration β^+ et des phénomènes qui en découlent

La figure I.1.1 [de Dreuille et al. 2002] montre les phénomènes qui ont lieu suite à la désintégration β^+ du ^{18}F . Après son émission, le positon libéré parcourt quelques millimètres dans l'organisme du patient, et perd son énergie cinétique. Lorsqu'il a perdu toute son énergie, il s'annihile avec un électron du milieu environnant, et la réaction d'annihilation donne naissance à deux photons γ d'énergie 511 keV, émis simultanément et dans des directions opposées. Ce sont ces photons γ qui sont utilisés pour retrouver la position initiale du radio-traceur dans l'organisme du patient.

Comme l'illustre la figure I.1.1, la distance de vol du β^+ est bien inférieure à la longueur de sa trajectoire (trajectoire erratique) [Townsend and Defrise CERN 93-02]. C'est ici un avantage pour la reconstruction de l'image car en détectant les deux photons γ on retrouve le point d'annihilation, qui est proche du point d'émission du β^+ et donc de la position du radiotraceur.

Interaction des photons γ avec la matière

Les deux photons γ de 511 keV émis lors de l'annihilation du positon peuvent interagir de plusieurs manières, que ce soit dans le corps du patient ou dans le détecteur du tomographe. L'atténuation globale d'un flux de photons γ (comprenant tous les processus d'interaction possibles) est régie par la loi exponentielle suivante :

$$I = I_0 \exp\left[-\int \mu(x) dx\right]$$

I_0 et I étant respectivement les flux de photons incidents et transmis, μ le coefficient d'atténuation linéique (cm^{-1}) du milieu traversé, et x l'épaisseur (cm) du milieu traversé.

Le coefficient d'atténuation linéique μ correspond à la somme des coefficients d'atténuations linéiques correspondants aux différentes interactions possibles (absorption photoélectrique, diffusion inélastique Compton, diffusion élastique Rayleigh et création de paires), tous exprimés en cm^{-1} :

$$\mu = \mu_{\text{photoélectrique}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Rayleigh}} + \mu_{\text{paires}}$$

La figure I.1.2 [Hubbell and Seltzer] présente les sections efficaces de ces différentes interactions pour des énergies allant de 10 keV à 100 MeV, dans le cas d'un cristal très répandu dans les détecteurs TEP : le LSO. On peut y lire la prédominance des différentes interactions selon la gamme d'énergie du γ .

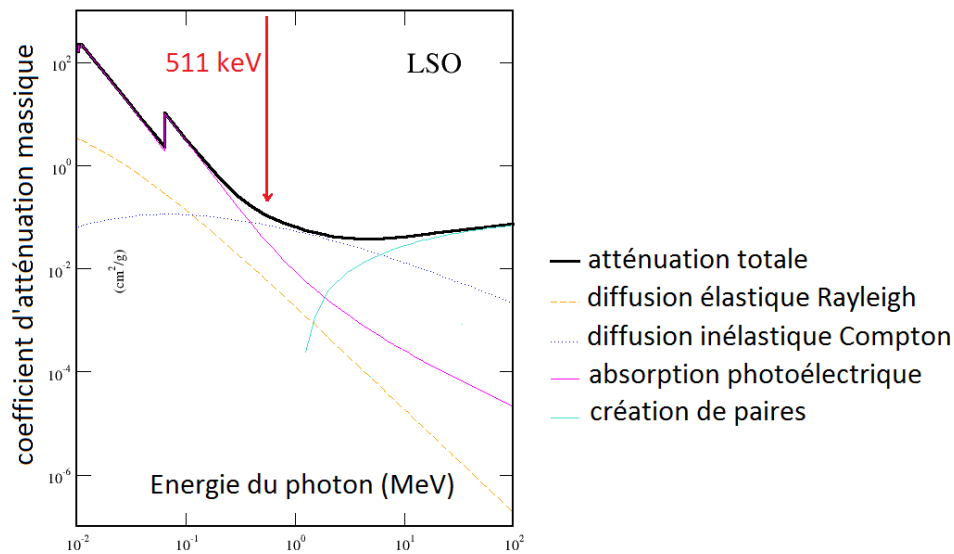


FIGURE I.1.2 – Importance relative des différents types d'interactions γ -matière dans le LSO

Absorption par effet photoélectrique L'absorption photoélectrique correspond au transfert de la totalité de l'énergie du photon γ à un électron atomique lié du milieu (figure I.1.3 [Nicol 2010]). Le photon γ est absorbé et l'électron éjecté du cortège atomique (appelé alors photoélectron) possède une énergie cinétique :

$$E_{e^-} = E_\gamma - E_l$$

E_l étant l'énergie de liaison entre l'atome et l'électron.

La section efficace de l'effet photoélectrique σ_{PE} se calcule d'après l'équation (1.2), Z étant le numéro atomique du milieu et E_γ l'énergie du photon γ incident. Cette relation indique une très forte augmentation de la probabilité d'effet photoélectrique lorsque le numéro atomique du milieu est élevé et que l'énergie du photon est faible (figure I.1.2).

1.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

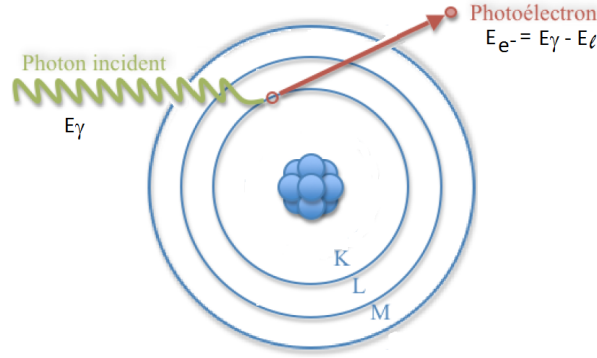


FIGURE I.1.3 – Schéma de principe de l'effet photoélectrique

$$\sigma_{PE} = \frac{Z^5}{E_\gamma^{3,5}} \quad (1.2)$$

Pour favoriser l'effet photoélectrique dans le détecteur, on aura donc soin de choisir des matériaux de détection possédant des atomes de numéro atomique Z le plus haut possible.

Diffusion inélastique Compton La diffusion Compton correspond au transfert d'une partie de l'énergie du photon γ à un électron peu lié du cortège électronique (figure I.1.4 [Nicol 2010]). On considère cet électron comme libre car son énergie de liaison est très faible, et négligeable devant l'énergie du γ . La diffusion Compton produit donc un photon γ d'énergie moindre, accompagnée d'une déviation d'un angle θ de la trajectoire initiale. La relation entre la perte d'énergie et la déviation du photon γ est donnée par l'équation (1.3) :

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (1.3)$$

Avec λ et λ_0 les longueurs d'ondes respectives du photon incident et du photon diffusé.

L'électron Compton est alors éjecté avec une énergie cinétique correspondant à la totalité du dépôt d'énergie du photon γ : $T = E_\gamma(\text{incident}) - E_\gamma(\text{diffusé})$, car on suppose l'énergie de liaison de l'électron négligeable.

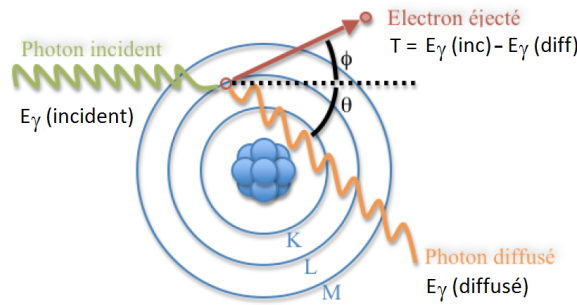


FIGURE I.1.4 – Schéma de principe de l'effet Compton

La section efficace de l'effet Compton σ_C est proportionnelle à Z (numéro atomique des atomes du milieu traversé). Pour des énergies supérieures à quelques centaines de keV,

1.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

la diffusion Compton domine largement l'effet photoélectrique (figure I.1.2), sauf dans le cas où le milieu est de numéro atomique Z très élevé.

Diffusion élastique Rayleigh La diffusion peut également se faire sur un électron lié à l'atome. Ce processus intervient surtout à basse énergie. Dans ce cas, le transfert d'énergie du photon vers l'électron est négligeable, et on considère que le photon γ est dévié de sa trajectoire sans perte d'énergie (figure I.1.5 [Nicol 2010]). La section efficace de la diffusion de Rayleigh augmente lorsque l'énergie du photon diminue (figure I.1.2) et/ou que le numéro atomique du milieu Z augmente ($\sigma_{Rayleigh} \propto Z^2$). Dans le cas des photons γ de 511 keV en TEP, ce processus est très minoritaire par rapport à l'effet photoélectrique et à l'effet Compton, donc on le négligera.

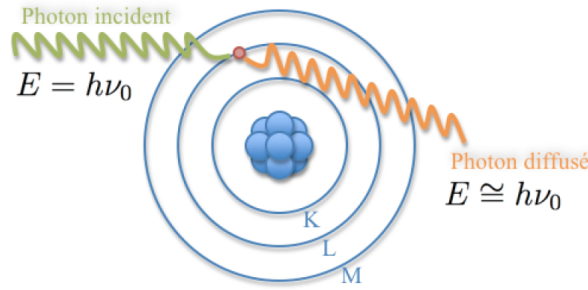


FIGURE I.1.5 – Schéma de principe de la diffusion de Rayleigh

Création de paires La création de paires correspond à une annihilation d'un photon γ pour donner naissance à une paire électron - positon (figure I.1.6 [Nicol 2010]). Cette interaction ne peut se produire que si l'énergie du γ est supérieure à 1,024 MeV, ce qui n'est pas le cas en TEP. Cette interaction n'entre donc pas en compte lors de la propagation et la détection des photons γ de 511 keV.

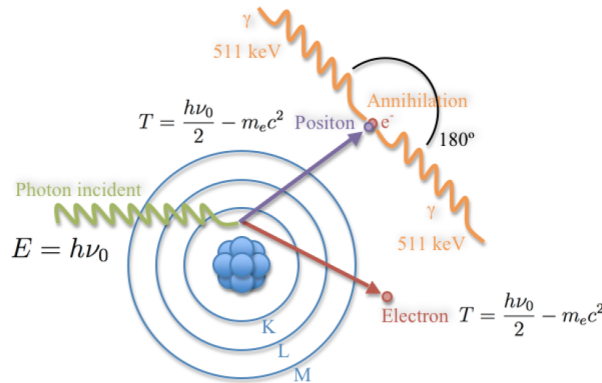


FIGURE I.1.6 – Schéma de principe de la création de paires

Mécanismes de détection en TEP Pour résumer, les principales interactions ayant lieu dans le détecteur en TEP sont l'absorption par effet photoélectrique et la diffusion

Compton. Dans la majorité des cas, on privilégie l'interaction photoélectrique car elle permet, connaissant l'énergie de liaison des électrons dans le milieu de détection, de remonter à l'énergie initiale du photon γ . Cette information permet alors de rejeter une partie du bruit, comme nous le verrons par la suite.

La détection en coïncidence

La figure I.1.7 [Buvat 2009] représente un imageur TEP en coupe. Il est formé d'une couronne de détecteurs au centre de laquelle est placé le patient. Lors d'une désintégration, dans le cas idéal, les deux photons γ émis s'échappent du corps du patient et sont détectés en coïncidence par deux détecteurs de la couronne. La détection en coïncidence constitue une particularité de la TEP. La détection de l'évènement n'est enregistrée que si les deux photons γ arrivent dans un intervalle de temps très court dans les deux détecteurs. Cet intervalle de temps dure typiquement de 2 à 20 ns et est appelé la fenêtre de coïncidence. Grâce à la détection en coïncidences, il est facile de connaître la direction dont proviennent les deux photons γ . Il suffit de construire la ligne qui rejoint les deux détecteurs concernés. On appelle cette ligne la *ligne de réponse*, et on sait que le point d'annihilation du β^+ est situé sur cette ligne. Ainsi, il n'est pas besoin de collimateur mécanique : on dit que la collimation est *électronique* (car assurée par le circuit de coïncidences). Par la suite, c'est une reconstruction tomographique qui permet de retrouver précisément la position du traceur, par le « croisement » de toutes les lignes de réponse.

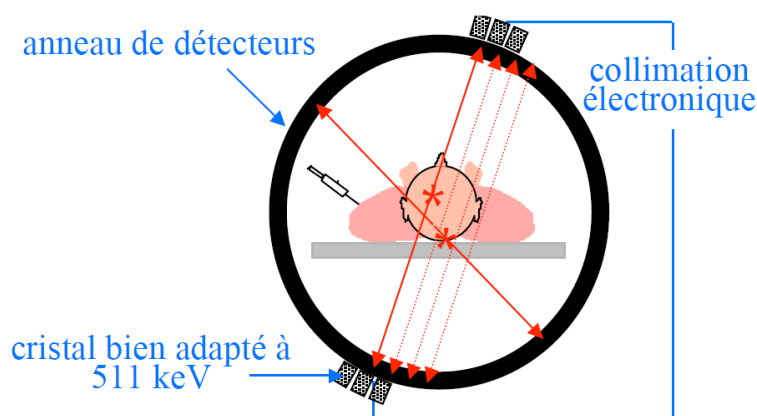


FIGURE I.1.7 – Schéma de principe de la structure d'un imageur TEP

La reconstruction tomographique

La reconstruction tomographique est l'opération mathématique qui permet de retrouver la distribution 3D du radio-traceur d'après l'ensemble des évènements détectés sur les lignes de réponses ([Buvat 2012] et [Valk et al. 2003]).

On appelle **tube de réponse** le tube qui rejoint deux détecteurs de l'anneau ayant reçu un signal en coïncidence. Dans le cas idéal où il n'y aurait pas de bruit, on sait alors que le point d'annihilation du positon se trouve dans ce tube identifié par la ligne joignant les centres des détecteurs appelée **ligne de réponse**.

L'ensemble des évènements enregistrés sur des lignes de réponses parallèles (et sur une même coupe) constitue une **projection** de la distribution des points d'annihilation dans

1.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

la direction des lignes de réponse. La notion de profil de projection est illustrée par la figure I.1.8 [Buvat 2009].

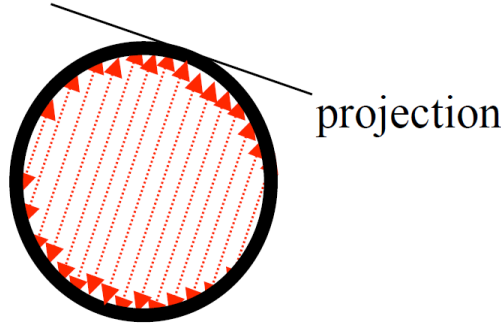


FIGURE I.1.8 – Notion de profil de projection en TEP

Une projection peut être exprimée de manière analytique comme l'intégrale de la ligne mesurée selon l'incidence θ :

$$p(u, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) dv$$

$f(x, y)$ étant la distribution spatiale du traceur dans le plan de coupe, $u = x \cos \theta + y \sin \theta$ et $v = y \cos \theta - x \sin \theta$ (figure I.1.9).

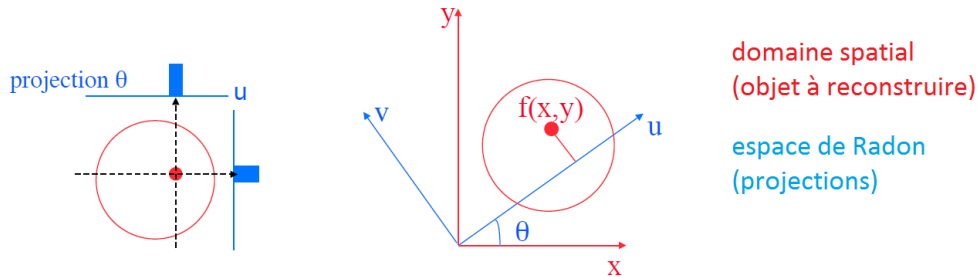


FIGURE I.1.9 – Projections en TEP et espace de Radon

L'ensemble des projections effectuées à différents angles θ pour une même coupe est organisé en **sinogramme** (figure I.1.10 [Buvat 2009]). Ainsi, une ligne du sinogramme correspond à une projection pour un angle donné. Chaque pixel (x, θ) du sinogramme contient le nombre d'évènements détectés pour la ligne de réponse repérée par la distance d et l'angle θ . Le sinogramme contient donc l'ensemble de l'information enregistrée pour une coupe donnée.

La Transformée de Radon correspond à l'ensemble des projections $p(u, \theta)$ pour θ compris entre 0 et π . Elle contient toute l'information donnée par le sinogramme.

La reconstruction tomographique permet ensuite de connaître le volume 3D en reconstruisant indépendamment chacune des coupes 2D dont l'information est stockée dans les sinogrammes. Pour reconstruire une coupe 2D à partir d'un sinogramme, plusieurs méthodes sont possibles.

Méthode analytique La méthode analytique permet la reconstruction des coupes par résolution d'équations intégrales (inversion de la Transformée de Radon). Cette méthode est la rétroprojection filtrée. Elle consiste à filtrer chaque profil de projection $p(u, \theta)$ par un

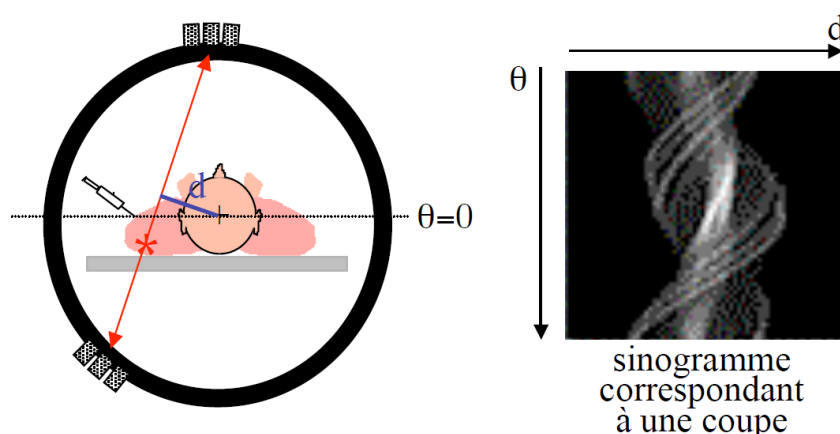


FIGURE I.1.10 – Notion de sinogramme en TEP

filtre rampe, puis à rétroprojeter les projections filtrées pour les différents angles mesurés. Cette méthode est rapide mais ne permet pas de prendre en compte les perturbations physiques que peut subir le signal (diffusion, atténuation), ni les fluctuations statistiques. Elle est également source d'artefacts d'épandage en étoile présents lorsque le nombre de projections est faible ou que leur contenu statistique est fortement bruité, qui peuvent gêner l'interprétation des images. La figure I.1.11 [Buvat 2012] montre les artefacts observés dans le cas d'une rétroprojection simple. La rétroprojection filtrée (figure I.1.12) permet de réduire ces artefacts mais ne les supprime pas totalement.

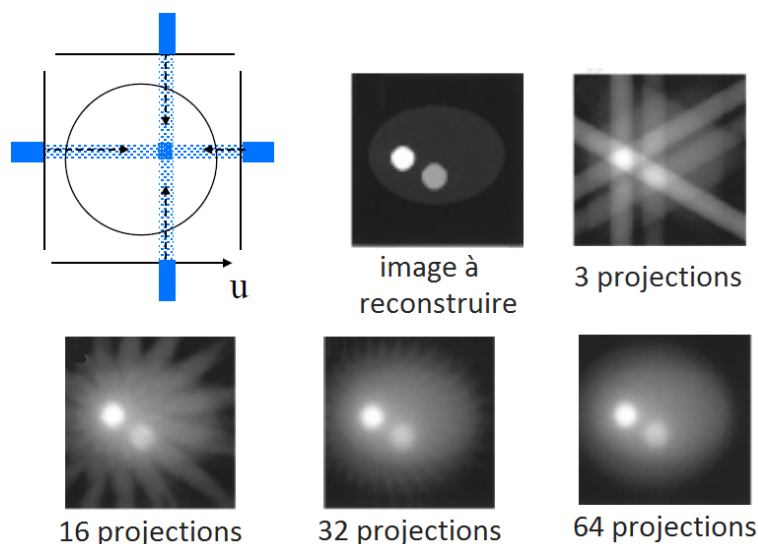


FIGURE I.1.11 – Retroprojection simple en TEP

Méthodes itératives Les méthodes itératives, au lieu de résoudre des équations intégrales, reconstruisent la coupe en résolvant des systèmes d'équations. Les méthodes sont dites "itératives" parce qu'après chaque estimation de l'objet à reconstruire, une comparaison est faite entre la projection de l'objet estimé et la projection réelle mesurée. L'estimation est alors corrigée pour se rapprocher de l'objet à reconstruire, et le cycle recommence (la reconstruction est plus longue qu'avec une méthode analytique). Les mé-

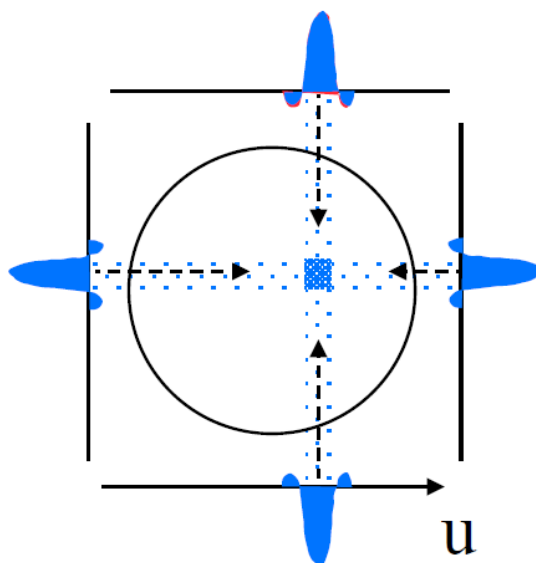


FIGURE I.1.12 – Retroprojection filtrée en TEP : diminution des artefacts en étoile

thodes itératives peuvent être algébriques (résolution de systèmes d'équations linéaires) ou statistiques (estimation bayésienne prenant en compte le bruit dans les données). Un exemple de reconstruction itérative statistique est l'algorithme MLEM (Maximum Likelihood Expectation Maximization), qui a l'avantage de modéliser le bruit dans les données.

Cas particulier du TEP temps de vol

La TEP "temps de vol" est un mode de détection dans lequel la différence de temps d'arrivée des deux photons γ en coïncidence est mesurée le plus précisément possible. Cette différence de temps permet, connaissant la vitesse de propagation des photons γ , de localiser leur point d'émission le long de la ligne de réponse. La figure I.1.13 [Buvat 2009] illustre le principe du TEP temps de vol.

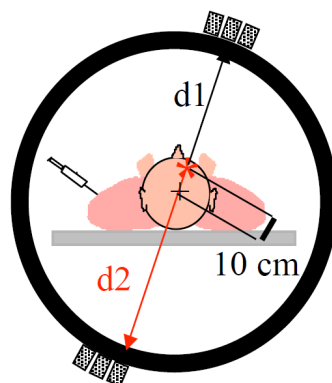


FIGURE I.1.13 – Principe du TEP temps de vol

Dans le cas idéal où on parviendrait à localiser précisément la position d'émission des γ le long de la ligne de réponse grâce à la mesure du temps de vol, la reconstruction tomographique ne serait a priori pas nécessaire.

Dans cet exemple, l'émission des photons γ a lieu à 10 cm du centre de l'anneau. La différence de distance parcourue des γ (d_1 et d_2) est donc de 20 cm. Sachant que la vitesse des γ est de 30 cm/ns, cela correspond à un retard $t_2 - t_1$ de 667 ps. C'est ce retard qui doit être mesuré.

La précision sur la position d'émission des photons γ dépend de la précision de mesure de leur temps d'arrivée. Concrètement, pour un cristal de BaF₂ l'incertitude sur le retard mesuré est par exemple de 250 ps. L'incertitude sur la position d'émission le long de la ligne de réponse est donc de 7,5 cm.

La reconstruction tomographique reste donc indispensable, mais elle peut être aidée par l'information temps de vol. Pour cela il faut adapter les algorithmes de reconstruction [Tomitani 1981].

L'estimation par temps de vol de la position du point d'émission le long de la ligne de réponse améliore le rapport signal sur bruit dans l'image [Soussan et al. 2011], [Budinger 1983], permettant ainsi de réduire le temps d'acquisition et/ou la dose injectée au patient, sans dégrader l'image.

[Conti 2009] explique l'intérêt du temps de vol dans les différents types de reconstruction tomographique.

Reconstruction analytique Dans le cas d'une reconstruction analytique (type rétro-projection filtrée), la relation (1.4) [Strother et al. 1990] exprime le rapport signal sur bruit dans un voxel de l'image (SNR) en fonction de n le nombre de voxels propageant du bruit, et T , S , R le taux d'événements vrais, diffusés et fortuits (dont les définitions sont données dans la section suivante).

$$SNR = constante. \frac{1}{\sqrt{n}} \left[\frac{T^2}{T + S + R} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.4)$$

On remarque que moins il y aura de voxels utilisés pour la reconstruction (n), et plus le rapport signal sur bruit sera élevé. L'intérêt du temps de vol est alors illustré par la figure I.1.14 [Conti 2009]. En TEP conventionnelle, tous les voxels le long de la ligne de réponse sont utilisés pour la reconstruction, car on n'a aucune idée de la position de l'émission des γ le long de la ligne de réponse. Il y a donc n_{conv} voxels qui propagent du bruit dans l'image finale. En TEP temps de vol, seulement une petite partie de la ligne de réponse est susceptible de contenir le point d'émission des γ , donc il n'y a que n_{TOF} voxels utilisés dans la reconstruction.

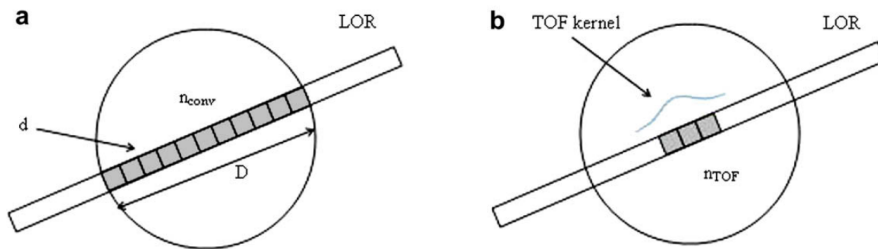


FIGURE I.1.14 – Nombre de voxels contribuant à la reconstruction tomographique, dans le cas non-TOF (a) et TOF (b)

En se reportant à l'équation (1.4), on comprend alors que le rapport signal sur bruit est

1.2. CRITÈRES DE QUALITÉ EN TEP

meilleur dans le cas du TEP temps-de-vol. L'amélioration du rapport signal sur bruit se calcule alors par l'équation (1.5), D étant le diamètre de l'objet imagé (30 cm typiquement pour le corps d'un patient), et Δx étant la largeur de la gaussienne estimant la position du point d'émission le long de la ligne de réponse ($\Delta x = c \cdot \Delta t / 2$, avec c la vitesse de la lumière et Δt la résolution en temps des détecteurs).

$$SNR_{TOF} = \sqrt{\frac{D}{\Delta x}} \cdot SNR_{conv} \quad (1.5)$$

Le gain en rapport signal sur bruit sera donc d'autant plus important que la résolution en temps des détecteurs est fine.

Reconstruction itérative Dans le cas d'une reconstruction itérative, l'information temps de vol permet également d'augmenter le rapport signal sur bruit dans l'image. Elle permet aussi à l'algorithme de converger plus rapidement, comme on peut le voir sur la figure I.1.15 [Conti 2009], obtenue par simulation d'une reconstruction par un algorithme MLEM.

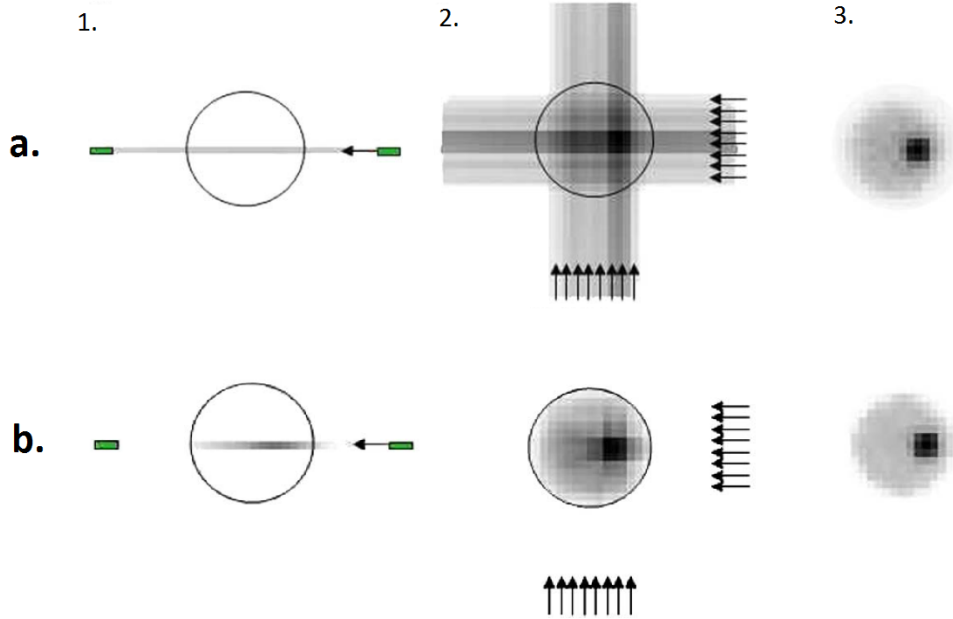


FIGURE I.1.15 – Reconstruction par méthode itérative dans le cas non TOF (a) et TOF (b). 1 : Un évènement détecté est rétroprojeté le long de la ligne de réponse entière (non-TOF) ou selon une distribution de probabilité dont la largeur dépend de la résolution en temps du détecteur (TOF). 2 : Tous les évènements détectés sont rétroprojetés (on observe la convergence beaucoup plus rapide dans le cas du TOF). 3 : Image obtenue à la fin de la première itération MLEM (moins bruitée pour le TOF).

1.2 Critères de qualité en TEP

L'objectif est ici de d'expliquer comment réaliser de bonnes images en TEP. Il est tout d'abord nécessaire de comprendre les différents phénomènes que l'on peut détecter lors de l'examen, lesquels sont utiles pour former l'image, et lesquels doivent être éliminés. Les

données sur les différents types de détecteurs proviennent des articles [Trebossen 2007], [Lecomte 2009] et [Yvon et al. 2014].

Les différents signaux en imagerie TEP

Lors de la détection du radiotraceur, plusieurs phénomènes parasites se produisent. Le signal utile pour reconstruire les images provient des coïncidences "vraies" décrites auparavant (cas idéal). Mais le détecteur enregistre également beaucoup d'évènements pour lesquels l'information sur la position du traceur est faussée, on parle alors de bruit. Il faut donc trouver le moyen de reconnaître ces évènements pour les supprimer de la reconstruction.

Les différents cas de détection qui ont lieu dans un examen TEP sont présentés figure I.1.16 [Buvat 2009] :

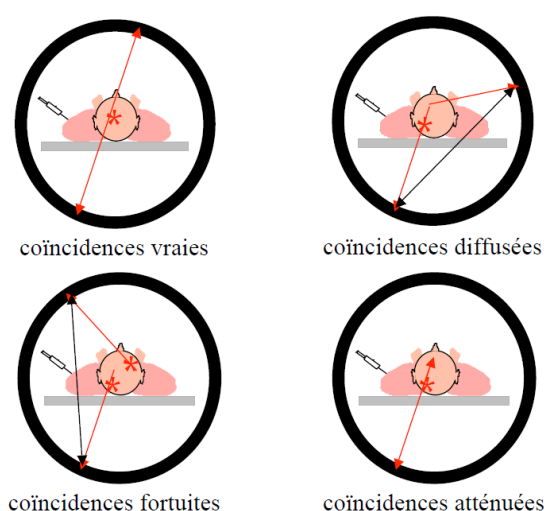


FIGURE I.1.16 – Différents évènements détectés en TEP

Coïncidences vraies Les coïncidences "vraies" représentent le cas idéal où les deux photons gamma sortent du corps du patient sans avoir subi aucune interaction. Dans ce cas, le point d'annihilation se trouve bien le long de la ligne de réponse et la reconstruction de l'image est correcte. Il est à noter que, en raison du coefficient d'atténuation des tissus humains (de l'ordre de $0,1 \text{ cm}^{-1}$ pour les photons gamma de 511 keV) seulement 6% environ des désintégrations produisent des coïncidences vraies. Le détecteur doit donc être efficace pour détecter le mieux possible ce faible pourcentage de signal utile.

Coïncidences diffusées La diffusion Compton, représentée à la figure I.1.4, est un phénomène qui cause beaucoup de parasites en tomographie par émission de positons.

Lorsque l'un des deux photons d'annihilation subit une diffusion Compton dans le corps du patient, le photon Compton produit est d'énergie plus faible et dévié de la trajectoire initiale. Dans ce cas, la ligne de réponse qui correspond à cet évènement n'a plus rien à voir avec la position initiale du radio-traceur. On dit que l'information spatiale est perdue ou incorrecte. Ce type d'évènements est appelé coïncidences "diffusées".

1.2. CRITÈRES DE QUALITÉ EN TEP

L'effet Compton se traduisant également par une perte d'énergie du photon diffusé, il est possible de reconnaître un photon diffusé par son énergie inférieure à 511 keV. La mesure précise de l'énergie (ou calorimétrie) des photons détectés permet donc de limiter la détection de coïncidences diffusées.

Coïncidences fortuites La détection en coïncidence enregistre également des événements appelés coïncidences "fortuites". Ces événements correspondent à deux photons γ qui arrivent au cours de la même fenêtre de coïncidence, mais qui proviennent de deux désintégrations différentes qui ont eu lieu, par hasard, en même temps. Ces événements donnent des lignes de réponse qui ne correspondent à aucune des deux désintégrations. Le taux de coïncidences fortuites augmente linéairement avec la durée de la fenêtre de coïncidence et avec le carré de l'activité présente dans le champ de vue. Le nombre moyen de coïncidences fortuites se calcule comme ceci :

$$N_{fortuites} = 2\tau S_1 S_2 \propto 2\tau A^2 \quad (1.6)$$

Avec τ = longueur de la fenêtre de coïncidence, S_1 = nombre de photons détectés par le détecteur 1, S_2 = nombre de photons détectés par le détecteur 2 et A = activité vue par l'un ou l'autre des détecteurs.

Pour diminuer le taux de fortuites, il faut donc diminuer la longueur de la fenêtre de coïncidence. Pour cela, le détecteur doit être suffisamment rapide et précis en ce qui concerne la datation de la détection des photons γ .

Coïncidences atténuées Cette dernière catégorie d'événements ne correspond pas à un signal détecté. Les coïncidences atténuées ne donnent pas naissance à du bruit, car dans le cas où la machine ne détecte qu'un seul photon dans la fenêtre de coïncidence, celui-ci est automatiquement rejeté. Il est néanmoins possible, pour corriger la perte des photons d'annihilation qui interagissent dans le corps du patient, d'appliquer une correction d'atténuation. Cela correspond à un traitement de l'information qui consiste à estimer le signal émis au point d'annihilation en s'aidant de la carte d'atténuation du patient. Cette technique ne sera pas développée ici car elle concerne le traitement du signal après la détection, et ne dépend pas du détecteur à proprement parler.

Noise Equivalent Count Rate Le Noise Equivalent Count Rate (ou NECR), qui sert à évaluer la qualité de l'image, est calculé comme ceci [Strother et al. 1990] :

$$NECR = \frac{T^2}{T + S + kR} \quad (1.7)$$

Où T est le taux de coïncidences vraies, S est le taux de coïncidences diffusées, R est le taux de coïncidences fortuites (et $k = 1$ ou 2 selon la correction appliquée aux fortuits).

Le but de tout détecteur TEP est alors d'augmenter le NECR pour avoir accès à un maximum de signal utile pour un minimum bruit. Pour cela, le détecteur doit posséder certaines qualités, détaillées ci-après.

Critères de qualité du détecteur en TEP

Pour être capable de produire des images de qualité, le détecteur utilisé doit posséder les qualités suivantes :

Résolution spatiale La résolution spatiale d'un système TEP correspond à sa capacité à séparer deux sources voisines et à restituer le contraste pour de petits objets. Plus la résolution spatiale est élevée, et plus les sources qui sont proches pourront être vues distinctement. La résolution spatiale d'un détecteur TEP est mesurée comme la largeur à mi-hauteur (FWHM) du profil d'activité d'une source ponctuelle ou linéaire dans l'air. Sur les caméras TEP modernes, la résolution spatiale varie entre 0,8 mm et 5 mm pour le ^{18}F , selon les technologies mises en oeuvre et la taille du champ de vue. Une bonne résolution spatiale permet non seulement de repérer des structures d'intérêt de plus petite taille, mais également de quantifier l'activité plus précisément. En effet, lorsqu'une zone d'intérêt est inférieure à deux ou trois fois la résolution spatiale, il se produit un effet de volume partiel. Il correspond à une dilution du signal volume plus grand que la zone où est réellement concentrée l'activité, ce qui se traduit par une sous-estimation de l'activité dans cette zone. La figure I.1.17 [Buvat 2009] ci-dessous illustre bien l'effet de volume partiel :

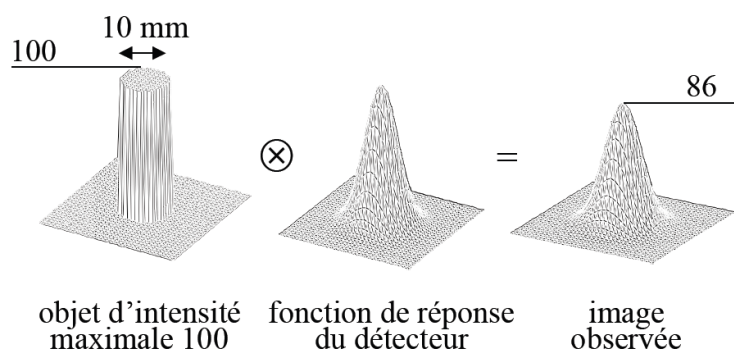


FIGURE I.1.17 – Définition de l'effet de volume partiel

La résolution spatiale dans l'image dépend directement de la résolution spatiale du détecteur. Il doit être capable de situer le plus précisément possible l'endroit où le photon γ a interagi lors de la détection.

Toutefois, la résolution spatiale reste limitée par deux facteurs physiques. Premièrement, la distance moyenne entre le point d'émission des positons et le point d'annihilation est de l'ordre de 0,6 mm dans l'eau (pour le ^{18}F , pour d'autres traceurs comme le ^{68}Ga elle augmente jusqu'à 3,1 mm). Cela signifie qu'il y a forcément un décalage entre le point d'annihilation et la position réelle du traceur. Cela dégrade donc la résolution spatiale de manière incompressible. Deuxièmement, les deux photons γ ne sont pas réellement émis à 180° . Il existe une non-colinéarité d'environ $\pm 0,6^\circ$ en moyenne dans l'eau. Cette non-colinéarité induit alors un léger décalage entre le point réel d'annihilation du positon et la ligne de réponse obtenue [Colombino et al. 1984]. Plus le point d'annihilation est proche du centre de l'anneau, et plus le décalage est important. De même, plus le diamètre de la couronne de détecteur est important, et plus cet effet dégrade la résolution spatiale.

1.2. CRITÈRES DE QUALITÉ EN TEP

De plus, la largeur des détecteurs conditionne également la résolution spatiale, du fait de l'imprécision sur la ligne de réponse mesurée.

Enfin, il existe un effet qui impacte la résolution spatiale dans le plan transverse. Du fait de l'épaisseur des détecteurs, la résolution spatiale est dégradée en périphérie du champ de vue, pour des raisons géométriques. Ce phénomène est illustré par la figure I.1.18 [Buvat 2009].

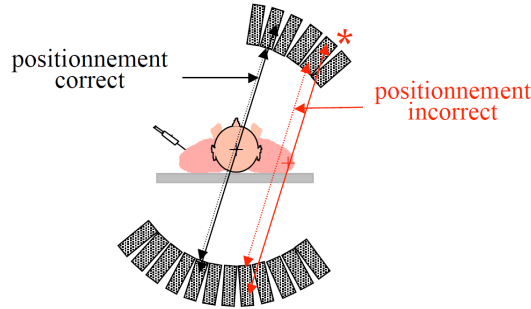


FIGURE I.1.18 – Dégradation de la résolution spatiale en périphérie du plan transverse

Pour s'affranchir de cet effet, la solution est soit de diminuer l'épaisseur des détecteurs (au dépens de l'efficacité), soit de concevoir un détecteur capable de mesurer la profondeur d'interaction du photon γ dans le milieu de détection. A cette condition, la résolution spatiale ne serait plus dégradée dans le plan transverse.

Pour assurer une bonne résolution spatiale, le détecteur doit donc être capable de positionner le plus précisément possible l'interaction du γ dans le plan de détection, mais également dans la profondeur du milieu de détection.

Pour résumer, la résolution spatiale intrinsèque d'un tomographe à positons est donnée par la formule (1.8) [Moses 2011] :

$$RS_{intrinsèque} = \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + s^2 + (0,0044R)^2} \quad (1.8)$$

$RS_{intrinsèque}$ étant la résolution spatiale intrinsèque (mm FWHM), d la largeur de l'élément de détecteur (mm), s la distance moyenne parcourue par les positons avant l'annihilation (mm) et R le rayon de la couronne de détecteur. On se place ici dans le cas d'un détecteur capable de positionner le point de détection du γ dans la profondeur du détecteur, ce qui supprime l'effet de dégradation de la résolution spatiale en périphérie du champ de vue.

Le terme $\frac{d}{2}$ traduit l'effet de la largeur des détecteurs, le terme s traduit l'effet du déplacement des positons entre la source et le point d'annihilation, et le terme $0,0044R$ traduit l'effet de la non-colinéarité de la direction d'émission des photons γ .

Efficacité de détection Lors d'un examen TEP adulte, moins de 6% des photons γ produits sortent du patient sans avoir subi d'atténuation (diffusion Compton ou absorption). Cela signifie que plus de 94% du signal initial est perdu. Il est donc primordial, pour avoir suffisamment de signal tout en limitant la dose délivrée au patient, de détecter le plus efficacement possible les 6% d'événements utiles. Pour cela, le milieu de détection doit remplir deux critères.

Un coefficient d'atténuation élevé Le coefficient d'atténuation permet de calculer la proportion de photons γ arrêtés par une épaisseur x (cm) de milieu de détection (équation (1.9)) :

$$\frac{I}{I_0} = \exp^{-\mu x} \quad (1.9)$$

Le coefficient d'atténuation linéique (μ en cm^{-1}) doit être le plus grand possible pour favoriser l'interaction des photons γ et leur détection. Le coefficient d'atténuation linéique augmente avec la densité du matériau.

Le pouvoir d'absorption d'un détecteur dépend donc de son épaisseur et de son coefficient d'atténuation linéique. Il doit être le plus grand possible. Or, dans le cas où le détecteur n'est pas capable de mesurer la profondeur d'interaction du γ , l'épaisseur du détecteur doit au contraire être la plus petite possible pour améliorer la résolution spatiale transverse. Il faut donc un coefficient d'atténuation élevé pour compenser. Un bon détecteur TEP doit donc posséder un coefficient d'atténuation le plus élevé possible.

Un grand rapport photoélectrique Le rapport photoélectrique (ou photofraction) est le rapport entre la probabilité d'interaction photoélectrique et la somme des probabilités d'interaction (effet photoélectrique, diffusion Compton inélastique, diffusion Rayleigh élastique et création de paires). Ici, pour un photon de 511 keV, la seule autre interaction notable est l'effet Compton. Le rapport photoélectrique RPE est donc défini de la façon suivante pour des photons de 511 keV (équation (1.10)) :

$$RPE(\%) = \frac{\sigma_{PhotoElectrique}}{\sigma_{PhotoElectrique} + \sigma_{Compton}} \times 100 \quad (1.10)$$

L'effet photoélectrique (figure I.1.19) est le phénomène utile à la détection, car il permet un dépôt total de l'énergie du photon γ dans le détecteur. En effet, lorsque le photon γ

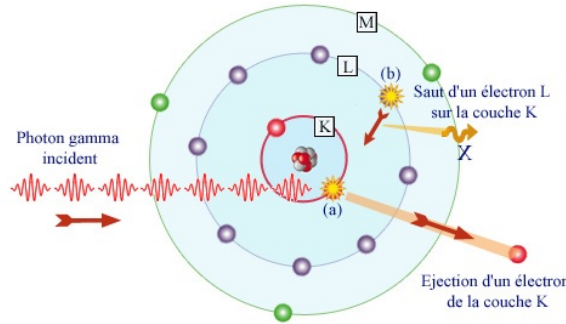


FIGURE I.1.19 – Schéma de l'absorption photoélectrique

interagit avec un électron interne par effet photoélectrique (a), il lui transfère la totalité de son énergie cinétique. L'électron est alors éjecté (il se nomme photo-électron) avec une énergie cinétique :

$$T_{e^-} = T_{\gamma} - E_{liaison} \quad (1.11)$$

T_{γ} étant l'énergie initiale du γ et $E_{liaison}$ étant l'énergie de liaison de l'électron.

A l'inverse, lors d'un effet Compton, le γ ne dépose qu'une partie de son énergie. La mesure de l'énergie initiale du photon γ est alors impossible et l'évènement est rejeté par la chaîne de mesure, ce qui se traduit par une perte d'efficacité. Il se peut également, dans le

1.2. CRITÈRES DE QUALITÉ EN TEP

cas où le rapport photoélectrique est insuffisant, que le volume du milieu de détection soit augmenté pour favoriser les doubles-interactions. Dans ce cas, le γ fait souvent un effet Compton suivi, un peu plus loin, d'un effet photoélectrique, et l'énergie totale déposée correspond à l'énergie initiale du γ . Cependant, ce type de détection induit une incertitude sur le point de détection du γ , étant donné que celui-ci interagit à deux endroits différents dans le détecteur.

Le détecteur idéal doit donc avoir un rapport photoélectrique le plus élevé possible pour favoriser l'effet photoélectrique.

Résolution temporelle La résolution en temps d'un détecteur correspond à la durée minimum séparant deux événements pouvant être enregistrés distinctement par ce détecteur [Ferry-Mich. 1981]. Elle caractérise la précision avec laquelle un détecteur est capable de dater l'arrivée des photons γ . Une meilleure résolution en temps permet de raccourcir la durée de la fenêtre de coïncidence, et donc de diminuer le taux de coïncidences fortuites. Le NECR est alors plus grand. De plus, une résolution en temps améliorée peut également permettre une autre application : le TEP temps de vol. Il est possible d'utiliser le temps de vol avec une résolution de 700 ps, mais les performances sont d'autant meilleures que la précision de la mesure des temps s'améliore (figure I.1.20 [Buvat 2009]).

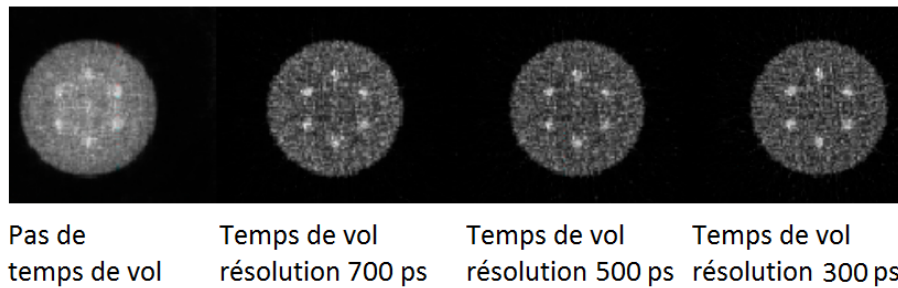


FIGURE I.1.20 – Résolution spatiale comparative obtenue pour différents systèmes TEP temps de vol

La résolution en temps dépend directement du mécanisme physique de la détection. En effet, lorsque le photon γ interagit avec le milieu de détection, le dépôt d'énergie donne naissance à un électron primaire puis à des particules secondaires. Ce sont soit des photons optiques, dans le cas des scintillateurs, soit des porteurs de charge (électrons secondaires), dans le cas des semi-conducteurs. C'est la rapidité avec laquelle ces particules secondaires sont produites et détectées qui conditionne la résolution en temps.

La production des photons dans un scintillateur suit une exponentielle décroissante, caractérisée par une constante appelée temps de décroissance. Les temps de décroissance courts correspondent à des scintillateurs rapides (comme le BaF_2 par exemple, dont la composante rapide décroît en 0,8 ns). Lorsque les particules secondaires sont des porteurs de charges (dans les détecteurs à semi-conducteur), c'est la mobilité de ces porteurs qui détermine la résolution en temps du détecteur. Les électrons secondaires doivent se déplacer le plus rapidement possible dans le milieu pour optimiser la résolution en temps. Les dimensions du volume de détection doivent également souvent être réduites pour détecter plus rapidement les particules secondaires et améliorer ce paramètre.

Résolution en énergie La résolution en énergie d'un système définit la précision avec laquelle le système est capable de mesurer l'énergie initiale du photon incident. La mesure précise de cette énergie permet de rejeter efficacement les photons γ d'énergie inférieure à 511 keV, qui correspondent à des coïncidences diffusées.

Une bonne résolution en énergie permet donc de diminuer les coïncidences diffusées et augmente le NECR.

La résolution en énergie se calcule par l'équation (1.12), à partir du spectre en énergie acquis avec le système de détection (voir figure I.1.21 pour un émetteur β^+ pur) :

$$R_{\text{énergie}}(\%) = \frac{FWHM_{\text{pic}}}{\text{Energie du pic (ici 511 keV)}} \times 100 \quad (1.12)$$

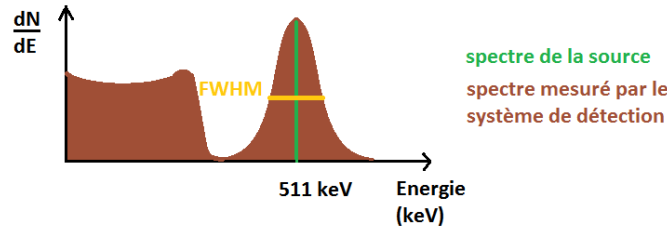


FIGURE I.1.21 – Spectre théorique d'un émetteur β^+ pur

Pour comprendre les phénomènes qui influencent la résolution en énergie, il faut revenir sur le principe de la calorimétrie dans un détecteur TEP. Lorsque le photon γ interagit par effet photoélectrique, il transfère la totalité de son énergie à un électron lié du milieu de détection. Ce photo-électron est alors éjecté (particule primaire) avec une énergie :

$$T_{e^-} = T_{\gamma} - E_{\text{liaison}} \quad (1.13)$$

Le photo-électron subit ensuite de multiples interactions avec le milieu, et perd progressivement son énergie en donnant naissance à des particules secondaires (photons de scintillation ou électrons secondaires). Le nombre de particules secondaires est proportionnel à l'énergie initiale du photo-électron, elle-même dépendante de l'énergie déposée par le γ . C'est en mesurant le nombre de particules secondaires créées qu'il est possible de connaître l'énergie du γ , connaissant l'énergie de liaison caractéristique du milieu de détection. Il suffit pour cela d'étalonner le détecteur.

Néanmoins, il existe une incertitude statistique sur le nombre de particules secondaires que l'on mesure. Cette incertitude est souvent à l'origine de la résolution en énergie imparfaite du détecteur. Ainsi, pour améliorer la résolution en énergie, il faut diminuer l'incertitude statistique sur le nombre de particules secondaires détectées. Pour cela, il faut choisir un milieu qui possède un grand rendement de scintillation s'il s'agit d'un scintillateur ou de création de paires s'il s'agit d'une diode à semi-conducteur.

Le tableau I.1.2 donne quelques exemples de milieux de détection, avec leur rendement de production de particules secondaires et la résolution en énergie qu'ils permettent d'obtenir.

Plus le rendement est important et plus la résolution en énergie est fine. C'est la raison pour laquelle les semi-conducteurs (CZT) permettent une bien meilleure résolution en énergie que les scintillateurs.

1.3. DÉTECTEURS TEP ACTUELS OU EN DÉVELOPPEMENT

Milieu	Rendement	Résolution en énergie intrinsèque
NaI	38 000 ph/MeV	10%
BGO	8 200 ph/MeV	16%
LSO	27 300 ph/MeV	12.4%
BaF ₂	1 900 -8 000 ph/MeV	-
CZT	200 000 e ⁻ /MeV	3%

Tableau I.1.2 – Rendement de scintillation ou de création de paires électron-trou pour quelques milieux de détection utilisés en TEP (scintillateurs et semi-conducteurs, respectivement)

Résumé des critères de qualités d’un détecteur TEP Le détecteur TEP idéal doit donc rassembler toutes ces qualités :

- Une bonne efficacité de détection par effet photoélectrique. Pour cela le milieu de détection doit à la fois présenter un coefficient d’atténuation linéique et un rapport photoélectrique élevés.
- La capacité de mesurer précisément la position d’interaction du photon γ incident, et ce dans les 3 dimensions du détecteur, afin d’assurer une bonne résolution spatiale.
- Une constante de décroissance lumineuse courte pour les scintillateurs, ou une bonne mobilité des charges pour un semi-conducteur, de façon à répondre rapidement à la détection du photon γ et ainsi assurer une bonne résolution en temps. Cela permet d’écourter la fenêtre de coïncidence et de diminuer le taux de coïncidences fortuites. Cela permet également de l’utiliser en TEP temps de vol.
- Un rendement de production de particules secondaires (photons lumineux ou électrons) le plus élevé possible, pour améliorer la résolution en énergie.
- A cela, on peut ajouter que le détecteur doit être le plus compact possible pour diminuer les pertes d’efficacité dues à une mauvaise couverture de l’angle solide. Il doit également être facile d’utilisation en milieu hospitalier.

1.3 Détecteurs TEP actuels ou en développement

Il existe une multitude de détecteurs envisagés pour l’imagerie TEP. Pour comprendre l’intérêt de ce travail, il faut étudier les qualités et les limites des détecteurs actuels ou en développement pour ce type d’examen. Cette étude se base sur les publications de [Trebossen 2007], [Lecomte 2009] et [Yvon et al. 2014].

Les cristaux scintillants

Les cristaux scintillants sont les détecteurs les plus courants en TEP. Schématiquement, ces détecteurs sont composés d’un cristal scintillant qui convertit le photon γ en photons lumineux, puis de photodétecteurs (en général des tubes photomultiplicateurs PMT) qui mesurent ces photons lumineux, fournissant le signal électrique de la détection.

Les propriétés du détecteur sont étroitement reliées aux caractéristiques du cristal utilisé :

- La *résolution en énergie* du détecteur dépend du rendement de scintillation du cristal, comme exposé au paragraphe précédent.
- La *résolution en temps* du détecteur dépend du temps de décroissance du cristal,

1.3. DÉTECTEURS TEP ACTUELS OU EN DÉVELOPPEMENT

c'est-à-dire le temps au bout duquel $1/e = 36,8\%$ de la totalité des photons lumineux sont émis. Plus le temps de décroissance est long, et plus l'émission lumineuse s'étale dans le temps, ce qui aboutit à une résolution en temps dégradée.

- L'*efficacité de détection* dépend directement de la capacité du cristal à convertir les photons γ , c'est-à-dire qu'il doit avoir le coefficient d'atténuation et le rapport photoélectrique le plus élevé possible.

Les propriétés des cristaux scintillants les plus utilisés sont présentées dans le tableau

I.1.3.

Caractéristiques	NaI	BGO	LSO	GSO	LYSO	YAP	LaBr ₃
μ à 511 keV (cm^{-1})	0,34	0,9	0,87	0,67	0,83	0,47	0,45
rapport photoélectrique (%)	18	44	34	26	30	4,4	14
temps de décroissance (ns)	230	60/300	40	60/600	40	24	16
rendement de scintillation (ph/MeV)	38000	8200	27300	7600	32000	17000	60000

[Moszynski et al. 1998]

Tableau I.1.3 – Propriétés des principaux cristaux scintillants pour leur utilisation en TEP

Historiquement, l'iodure de sodium NaI a été le premier cristal utilisé en TEP, grâce à son excellent rendement de scintillation. Néanmoins, son faible coefficient d'atténuation conduisant à une perte d'efficacité du détecteur, il a été remplacé dans les années 90 par du BGO, plus dense grâce à la présence de bismuth et donc de coefficient d'atténuation plus élevé. Les limites du BGO sont un temps de décroissance lent, et une faible émission de scintillation. C'est la raison pour laquelle il est lui-même remplacé de plus en plus par des cristaux à base de lutécium, comme le LSO [Moses and Derenzo 1999] ou le LYSO. Ils sont beaucoup plus rapides et ont un meilleur rendement de scintillation, tout en gardant un coefficient d'atténuation plus élevé que celui du NaI initial. A l'heure actuelle, ils représentent le meilleur compromis entre coefficient d'atténuation, temps de décroissance et rendement de scintillation, et permettent une résolution en énergie de l'ordre de 15%. Le LaBr₃ [Schaart et al. 2010] possède les meilleures caractéristiques de temps de décroissance (il permet d'atteindre une résolution en temps de l'ordre de 100 ps) et de rendement de scintillation (il permettrait une résolution en énergie de l'ordre de 3%), mais son faible pouvoir d'absorption constitue un handicap pour son utilisation en TEP. De plus, comme le NaI il est hygroscopique, ce qui rend également son utilisation plus difficile.

Remarque : le rendement de scintillation du YAP dépend du dopage du cristal en Europium ou en Césium. En effet, plus la concentration en Ce est importante, et plus le rendement de scintillation augmente. En pratique, on trouve donc beaucoup de valeurs différentes pour le rendement de scintillation des cristaux YAP, allant de 10 000 photons/MeV (source [SpiSupplies]) à 25 000 photons/MeV (source [Crytur]).

Les semi-conducteurs, ou convertisseurs directs

Ces matériaux représentent la première alternative envisagée aux scintillateurs. Ils se basent sur une conversion directe du photon γ en signal de charge. Dans le matériau, l'énergie déposée par le photon γ donne naissance à des paires électron-ion dont le nombre

1.3. DÉTECTEURS TEP ACTUELS OU EN DÉVELOPPEMENT

dépend de la quantité d'énergie déposée. Ces charges sont collectées pour produire le signal de la détection, et comptées pour mesurer l'énergie initiale du photon γ .

Les matériaux envisagés pour ce type de détecteurs sont des semi-conducteurs à haut numéro atomique, tels que le CdTe [Montémont et al. 2010] ou le CZT [Yin et al. 2009].

De même, les propriétés du détecteur dépendent des caractéristiques du milieu :

- La *résolution en énergie* du détecteur dépend du rendement de production de charges du milieu (nombre de paires électron-trou produites par keV d'énergie déposée). L'énergie du photon γ est calculée à partir du nombre de charges détectées.
- La *résolution en temps* du détecteur dépend du temps de collection des charges. La mobilité des charges étant bien plus lente que celle des photons lumineux, les semi-conducteurs sont beaucoup moins rapides que les scintillateurs.
- L'*efficacité de détection* dépend du coefficient d'atténuation et du rapport photo-électrique du milieu, qui doivent être le plus élevés possible

Le tableau I.1.4 présente les caractéristiques de ces semi-conducteurs, comparées au LSO, cristal de référence pour la scintillation.

Caractéristiques	LSO	CZT	CdTe
μ à 511 keV (cm^{-1})	0,8	0,57	0,51
rapport photoélectrique (%)	34	18	18
temps de décroissance (ns)	40	-	-
rendement de scintillation (ph/MeV)	27300	-	-
rendement de production de charges (e/MeV)	-	200000	225000
résolution en énergie intrinsèque (%)	12	3	3

Tableau I.1.4 – Propriétés des semi-conducteurs comparés au scintillateur LSO

L'avantage majeur des semi-conducteurs est l'excellente résolution en énergie qu'ils proposent d'atteindre. Mais ils sont très peu efficaces en terme de détection, à cause de leurs faibles coefficient d'atténuation et rapport photoélectrique. Une solution proposée est de construire des détecteurs de volume suffisant pour permettre les double-interactions, c'est-à-dire que le photons γ est d'abord diffusé par un effet Compton, puis arrêté par effet photoélectrique dans le même milieu de détection. Cela implique que l'énergie est déposée en 2 points distincts du détecteur, introduisant une ambiguïté sur la localisation. Une analyse complexe est alors nécessaire pour reconstruire les caractéristiques du γ , tant en termes de localisation que d'énergie. Cette analyse se base sur la cinématique de l'effet Compton.

Les semi-conducteurs permettent également d'obtenir de très bonnes résolutions spatiales [Yin et al. 2009], car il est possible de les pixelliser finement [Limousin et al. 2011], à l'inverse des cristaux scintillants. Un système TEP utilisant des semi-conducteurs CdTe a même été réalisé pour l'imagerie TEP submillimétrique des souris [Ishii et al. 2007]. Une simulation de détecteurs CZT [Drezet et al. 2007] a également montré qu'il était possible d'atteindre des résolutions spatiales de l'ordre du demi-mm (FWHM) au centre du champ de vue et de préserver la résolution autour du mm (FWHM) en périphérie du champ de vue (44 mm du centre pour une camera micro-PET), grâce à la mesure de la profondeur d'interaction dans le détecteur.

La chambre à plaques résistives (RPC)

Cette technologie est étudiée entre autres par [Blanco et al. 2006] et [Crespo et al. 2012]. Il s'agit d'un volume de gaz enfermé entre des couches d'électrodes. En raison de la faible densité du gaz, les interactions du photon γ incident se produisent majoritairement dans les électrodes. Les électrons primaires produits lors du dépôt d'énergie du γ se multiplient ensuite dans le gaz. Ces détecteurs ont une très bonne résolution en temps [Blanco et al. 2003] et sont capables de positionner précisément et en 3D l'interaction dans le milieu de détection. Néanmoins, leur résolution en énergie n'est pas très bonne [Lewellen 2008], et surtout ils sont très peu efficaces en raison de la faible épaisseur d'électrodes, qui conduit à un coefficient d'atténuation et à un rapport photoélectrique globaux faibles. La réponse à ce problème, présentée par [Crespo et al. 2012], est de construire un système PET corps entier avec un angle solide très large, afin de compenser la modeste efficacité de détection du détecteur. Étant donné les faibles coûts de ce type de détecteur, un tel système est envisageable.

La chambre à projection temporelle au Xénon liquide (TPC)

La chambre à projection temporelle (en anglais "time projection chamber" ou TPC) est un concept de détecteur qui permet de détecter les photons γ de deux manières différentes. Ce concept de détecteur est étudié, entre autres, par [Giboni et al. 2005] et, en France, par le laboratoire Subatech à Nantes [Grignon et al. 2007]. Le modèle présenté ici est celui conçu par l'équipe [Aprile and Doke 2010]. Le principe de la TPC s'appuie sur une particularité des gaz nobles, qui est de réagir aux interactions avec des photons γ à la fois par scintillation et par ionisation. Le choix se porte ici sur le Xénon liquide, LXe, pour différentes raisons explicitées dans le document [Aprile and Doke 2010].

Le détecteur, rempli de LXe, doit alors être capable de détecter du mieux possible les 2 signaux qui signent une interaction de photon γ : les photons lumineux de scintillation et les électrons secondaires provenant de l'ionisation. Pour cela, le détecteur met en oeuvre à la fois des photo-multiplicateurs et des électrodes. La disposition des électrodes est montrée sur le schéma I.1.22.

Les PMTs mesurent la lumière produite par scintillation dans le LXe, et fournissent ainsi le temps de détection initial t_0 .

Les électrons issus des ionisations secondaires sont dérivés par un champ électrique d'environ 1 kV/cm. Ils induisent alors un signal sur 2 plans d'électrodes disposées en parallèle, dans le sens X pour le premier plan, et Y pour le second. Les 2 plans d'électrodes sont espacés de 3 mm. Les signaux induits sur les électrodes permettent de connaître la position de l'interaction du γ dans le plan du détecteur.

Les électrons secondaires finissent leur course sur une anode, qui les détecte, permettant ainsi de mesurer l'énergie déposée par le γ grâce à la charge totale collectée. Le temps d'arrivée des électrons à cette anode est appelé t_1 . La différence entre t_0 et t_1 , connaissant la vitesse de dérive des électrons, permet de remonter à la position de l'interaction du γ dans la profondeur du détecteur. C'est ce qui donne à ce détecteur le nom de "chambre à projection temporelle".

L'avantage majeur de ce type de détecteur est qu'il tire parti des deux signaux issus de l'interaction du photon γ : le signal de scintillation pour sa rapidité, et le signal de charges

1.3. DÉTECTEURS TEP ACTUELS OU EN DÉVELOPPEMENT

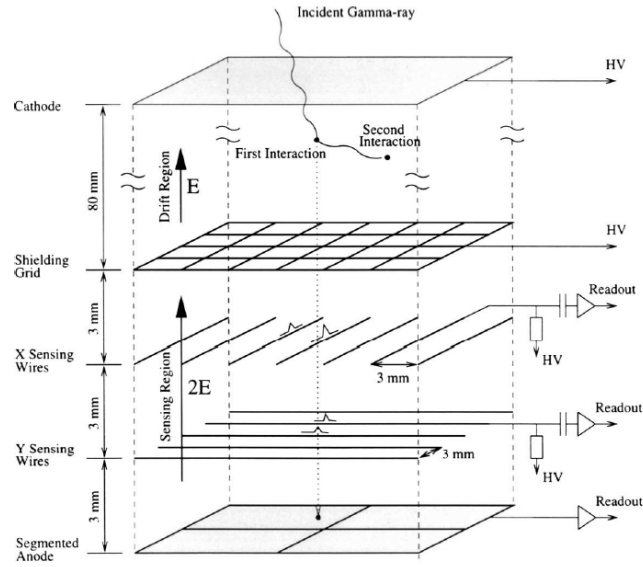


FIGURE I.1.22 – Structure schématique de la chambre à projection temporelle proposée par E.Aprile (les PMTs ne sont pas visibles sur ce schéma)

pour la résolution spatiale et pour le nombre de porteurs de charges produits, et de ce fait la bonne résolution en énergie. De ce fait, les détecteur à base de Xénon liquide atteignent une résolution en temps inférieure à la ns [Giboni et al. 2005], une résolution en énergie de l'ordre de 5% [Amaudruz et al. 2009], et une résolution spatiale calculée à 0,2 mm.

L'inconvénient, néanmoins, du Xénon liquide, est son faible rapport photoélectrique (24%) et son faible coefficient d'atténuation ($0,28 \text{ cm}^{-1}$). Pour atteindre une efficacité de détection suffisante, il faut utiliser un gros volume de détecteur, et se baser sur la reconstruction des évènements qui commencent par un ou plusieurs effets Compton avant d'être absorbés par effet photoélectrique [Aprile et al. 2008]. Un exemple de reconstruction de ce type est présentée dans [Pratx and Levin 2009] (pour des petits éléments de détecteurs CZT).

Ce traitement de l'information complique l'analyse des données, et ralentit la reconstruction tomographique dans le cas d'un examen TEP.

De plus, un tel détecteur nécessite un important système de refroidissement afin que le Xénon reste à l'état liquide, et un circuit de renouvellement du Xénon présent dans le détecteur. Cela se traduit par un encombrement non négligeable, ainsi qu'une maintenance (et un coût) qui pourront freiner son utilisation en TEP clinique.

Cependant, le détecteur Xénon liquide est une technologie ambitieuse : les signaux tant en charge que en lumière sont forts et permettent une large gamme d'optimisations du détecteur, tant sur la configuration détecteur, que sur l'analyse des données acquises. L'approfondissement de ces possibilités dépasse le cadre de cette thèse, mais permettront sans doute de dépasser certains des enjeux exposés ci-dessus.

Chapitre 2

Le projet CaLIPSO

Les informations qui suivent sont tirées du document [Yvon et al. 2014], qui présente le principe du détecteur CaLIPSO ainsi que ses avantages en TEP et les enjeux technologiques qui font partie de son développement.

2.1 Principe général de CaLIPSO

Le détecteur CaLIPSO est inspiré du détecteur au Xénon liquide utilisé sur le mode de la chambre à projection temporelle. Le milieu de détection utilisé est ici du TriMéthylBismuth, ou TMBi, dont la particularité est de contenir une forte proportion (82% en masse) de Bismuth, un matériau lourd (numéro atomique 83). De cette façon, le TMBi a un coefficient d'atténuation acceptable malgré sa faible densité ($\mu = 0,4 \text{ cm}^{-1}$) et détecte efficacement les photons γ de 511 keV. Comme pour la chambre à projection temporelle, le signal est détecté sous deux formes : signal lumineux et charges produites, ce qui permet de retrouver les performances du détecteur à Xénon liquide en terme de positionnement 3D de l'interaction.

Structure du détecteur Le TMBi, qui est pyrophorique [Silvestru et al. 1999] [Freedman and Doak 1982], est enfermé dans un corps de chambre qualité ultra-vide, afin d'être protégé de toute forme d'oxygène. La figure I.2.1 présente un schéma du détecteur CaLIPSO.

Détection d'un évènement Lorsque le photon gamma de 511 keV traverse le TMBi, il a une forte probabilité de transférer son énergie au milieu par effet photoélectrique. Dans le TMBi, cela se traduit par l'éjection d'un photoélectron primaire possédant une énergie cinétique de 420 keV.

A cette énergie, le photoélectron est relativiste dans le TMBi. Il perd donc une partie de son énergie en produisant par effet Cerenkov (décrit dans le paragraphe suivant) des photons lumineux majoritairement dans la gamme du bleu (autour de 400 nm ou visible) de manière quasi-instantanée.

Ces photons lumineux, émis et transportés très rapidement, sont détectés par des tubes photomultiplicateurs placés derrière la surface transparente du corps de chambre. Cela permet de déclencher ainsi que de dater précisément la détection du γ . On appelle t_0 le temps de détection du premier photon lumineux, c'est le temps de détection du photon γ .

2.1. PRINCIPE GÉNÉRAL DE CALIPSO

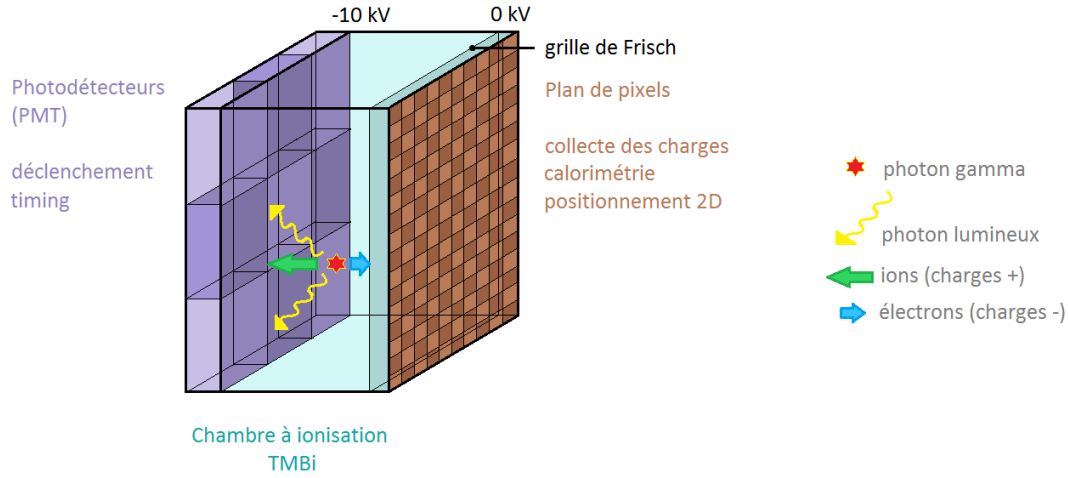


FIGURE I.2.1 – Schéma de la structure du détecteur CaLIPSO

D'autre part, le photoélectron primaire perd également une partie de son énergie par collision avec d'autres électrons du milieu. Cela provoque des ionisations secondaires, c'est-à-dire la création de paires électrons-ions, dont le nombre dépend de l'énergie initiale du photoélectron primaire. Ces charges sont mises en mouvement par un fort champ électrique appliqué sur le milieu de détection, et les électrons sont détectés par un plan de collection de charges pixellisé placé derrière une grille de Frisch, optimisée selon les principes exposés par [Bunemann et al. 1949]. Le nombre de charges collectées permet de quantifier l'énergie déposée par le photon γ dans le milieu, et le pixel où sont détectés les électrons renseigne sur la position 2D de la détection.

Enfin, le temps de collection des électrons t_1 est également mesuré. Connaissant la vitesse de dérive des électrons dans le TMBi, et connaissant le retard des électrons sur les photons lumineux ($t_1 - t_0$), il est possible de calculer la position d'interaction du photon γ dans la profondeur du détecteur. C'est ce principe qui donne à ce type de détecteur son nom de "chambre à projection temporelle".

Au final, en combinant les deux voies de détection, un tel système permet à la fois une mesure précise du temps de détection des γ , de leur énergie, et de la position de l'interaction primaire en 3D dans le détecteur.

Physique de l'effet Cerenkov Les principes de l'effet Cerenkov sont exposés dans [Beringer et al. 2012]. Lorsqu'une particule chargée (dans notre cas un électron) se déplace dans de la matière à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, la particule chargée perd une petite partie de son énergie en émettant de la lumière. La vitesse seuil au-delà de laquelle l'électron peut produire un effet Cerenkov est calculée par l'équation (2.1), c étant la célérité de la lumière dans le vide ($2,99.10^8$ m/s) et n l'indice de réfraction du milieu.

$$v_{seuil} = \frac{c}{n} \quad (2.1)$$

Cette vitesse correspond à une énergie seuil E_{seuil} calculée par l'équation (2.2), avec

2.1. PRINCIPE GÉNÉRAL DE CALIPSO

m la masse de la particule (ici $mc^2 = 511$ keV).

$$E_{seuil} = mc^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - 1/n^2}} - 1 \right] \quad (2.2)$$

Dans l'eau par exemple, le seuil d'énergie cinétique de l'émission Cerenkov par un électron est de 263 keV ($n = 1,33$). Comme on le verra dans le chapitre IV.1. l'indice de réfraction du TMBi se situe autour de 1,6. L'énergie seuil pour que les électrons produisent un effet Cerenkov sera donc autour de 143 keV.

L'angle d'émission des photons lumineux Cerenkov θ_c (par rapport à la direction de propagation de l'électron : figure I.2.2) se calcule par l'équation (2.3), avec $\beta = v/c$ (v = vitesse de l'électron).

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (2.3)$$

Le front d'onde de l'émission Cerenkov forme un cône dont le demi-angle η se calcule par l'équation (2.4), avec θ_c l'angle d'émission des photons lumineux, $\beta = v/c$ (v = vitesse de l'électron), n l'indice de réfraction et ω la fréquence du photon (figure I.2.2). ω_0 est alors la valeur centrale de la gamme de fréquences étudiée.

$$\cot \eta = [\tan \theta_c + \beta^2 \omega n(\omega) \frac{dn}{d\omega} \cot \theta_c]_{\omega_0} \quad (2.4)$$

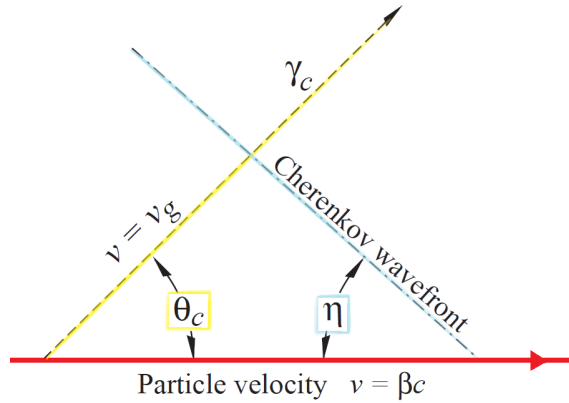


FIGURE I.2.2 – Géométrie de l'émission des photons par effet Cerenkov

Enfin, la distribution de la longueur d'onde des photons lumineux émis suit une loi en $1/\lambda^2$, et est également reliée à l'indice de réfraction du milieu (n), (équation (2.5)).

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad (2.5)$$

Avec $\frac{d^2 N}{dx d\lambda}$ le nombre de photons émis par unité de de longueur de parcours de la particule chargée et par intervalle de longueur d'onde (λ), pour une particule de charge ze (ici $z=-1$), α la constante de structure fine ($1/137$) et n l'indice de réfraction du milieu (dépendant de λ).

2.2 Intérêt du détecteur en imagerie TEP

L'intérêt majeur du détecteur CaLIPSO par rapport au détecteur à xénon liquide est l'utilisation du TMBi. Le tableau I.2.1 dresse un comparatif de ces caractéristiques entre le TMBi et les autres détecteurs utilisés.

Caractéristiques	BGO	LSO	CZT	LXe	YAP	TMBi
μ à 511 keV (cm^{-1})	0,9	0,8	0,57	0,28	0,47	0,4
rapport photoélectrique (%)	44	34	18	24	4,4	47
temps de décroissance (ns)	60/300	40	-	2,2/27/45	24	$\simeq 0,1$
résolution en temps	-	500 ps	2 ns	< 1 ns	230 ps	375 ps à optimiser
rendement de scintillation (ph/MeV)	8200	27300	-	-	17000	$\simeq 50$
rendement de production de charges (e/MeV)	-	-	200000	64000	-	à mesurer
résolution en énergie (FWHM %)	-	15	1	5	6,7	<10 [Hara et al. 1998]
localisation des interactions (résolution spatiale)	-	1 cm/2 mm (fraction)	0,8 mm pixels	0,2 mm calculés		0,2 mm calculés
utilisation	Facile	Facile	Facile	Difficile (cryogénie)	Facile	Sera Facile

Tableau I.2.1 – Propriétés du TMBi comparé aux autres milieux de détection. La résolution en énergie avec du TMBi a été estimée par comparaison avec d'autres milieux similaires [Hara et al. 1998]. La résolution en temps et en énergie du YAP a été estimée, pour un scintillateur YAP couplé à un PMT, par [Moszynski et al. 1998].

Le TMBi présente l'avantage, comme le LXe, de réagir à l'interaction du gamma à la fois en subissant des ionisations et en émettant de la lumière. Il est donc possible, en détectant les deux signaux, d'aboutir à une bonne résolution temporelle (photons lumineux) et spatiale (dérive des charges), comme dans la chambre à projection temporelle à base de LXe. C'est là son avantage majeur sur les cristaux scintillants et les semi-conducteurs. De plus, le rapport photoélectrique du TMBi est bien plus élevé que pour le LXe, ce qui permet de s'affranchir de la reconstruction des interactions multiples.

Le positionnement 3D permet de construire un volume de détection épais (sans dégrader la résolution spatiale : pas de problème de profondeur de détection puisque celle-ci est reconstruite), ce qui permet d'atteindre une bonne efficacité de détection malgré le faible coefficient d'atténuation du TMBi.

Cela signifie que l'efficacité de conversion par effet photoélectrique est bien meilleure, ce qui est particulièrement intéressant dans le cas de la TEP, qui est déjà intrinsèquement un examen particulièrement inefficace.

Enfin, il est à noter que le TMBi est un milieu liquide à température ambiante, ce qui facilite considérablement son utilisation en milieu hospitalier par rapport au LXe, qui doit disposer d'un système de cryogénie.

Remarque : on indique que le TMBi est facile d'utilisation malgré son caractère pyrophorique car on envisage in fine de proposer un détecteur scellé. Pour l'utilisateur, une machine TEP avec un tel détecteur serait donc aussi simple d'utilisation que celles utilisant

des cristaux, une fois la phase de développement terminée. A l'heure actuelle en revanche, l'utilisation et la purification du TMBi au cours du développement est loin d'être facile.

Le TMBi possède donc la caractéristique unique de réunir les atouts des différents milieux de détections utilisés auparavant dans un seul et même milieu. Il est aussi rapide que les scintillateurs, aussi précis dans la mesure de la position de l'interaction que les semi-conducteurs, et plus facile d'utilisation que le LXe. Tout cela avec une excellente efficacité de détection par effet photoélectrique, apportée par son rapport photoélectrique et la reconstruction de la profondeur d'interaction qui permet un volume de détection épais.

2.3 Enjeux technologiques

Les enjeux technologiques du développement de CaLIPSO sont nombreux. Le milieu de détection, le TMBi, aussi avantageux soit-il en terme de détection, représente une difficulté de taille lors du développement.

En effet, ce milieu est pyrophorique, et plus généralement réactif avec tous les matériaux oxydants. La chimie du TMBi est détaillée dans les articles [Silvestru et al. 1999] et [Freedman and Doak 1982]. Cela implique qu'il doit être maintenu en atmosphère neutre et en environnement ultra-vide. Pour cela, tous les récipients contenant du TMBi doivent être munis de vannes compatibles ultra-vide, encombrantes et lourdes. De plus, les manipulations se pratiquent sur un banc dédié ultra-vide. Pour des raisons de propreté, les transferts d'un récipient à l'autre via ce banc ne peuvent utiliser des pompes. On utilise des mécanismes d'évaporation - recondensation pour les transferts. Enfin, les matériaux en contact avec le TMBi dans le détecteur doivent être choisis avec soin, du fait de la réactivité de celui-ci [Aubert et al. 1992].

D'autre part, pour être capable de dériver et de récupérer les électrons produits lors de la détection du γ , le TMBi doit être ultra-pur. Un travail d'ultra-purification a donc débuté dès la conception du projet.

Le TMBi présente également la difficulté d'être un milieu méconnu en terme de propriétés de détection. En effet, il n'a jamais été utilisé en détection de particules. C'est la raison pour laquelle une campagne de mesures a dû être menée pour apprendre à connaître le comportement de ce milieu face aux γ , aux photons lumineux, et à l'ionisation.

Enfin, la dernière difficulté, qui est l'objet de ce travail, est le faible rendement lumineux du TMBi. En effet, il a été mesuré que le TMBi n'émet pas de scintillation. Les photons lumineux sont produits par effet Cerenkov du photoélectron primaire de 420 keV relativiste dans ce milieu. Il en résulte une émission beaucoup plus rapide de ces photons (un avantage en terme de résolution en temps), mais un nombre de photons lumineux produits très faible. Pour palier à ce défaut d'émission lumineuse, une collecte optimisée des photons optiques devra être mise en place pour préserver l'efficacité de détection et la résolution en temps du détecteur.

Deuxième partie

Validation du principe de détection des photons γ dans le TMBi, efficacité de détection et résolution en temps d'un démonstrateur optique

Chapitre 1

Élaboration d'un démonstrateur optique permettant la détection des photons γ par effet Cerenkov dans le TMBi

L'objectif de ce chapitre est de construire un premier détecteur dans le but de tester la détection des photons γ 511 keV par effet Cerenkov dans le TMBi.

1.1 Choix de la géométrie du détecteur

La géométrie du détecteur est choisie pour permettre la conversion du photon γ et favoriser la collection de la lumière produite par effet Cerenkov. L'ensemble des figures présentées dans ce chapitre sont issues des plans de Jean-Philippe Mols. Ce détecteur a été conçu a priori, c'est-à-dire avant la simulation Monte Carlo, pour valider toutes les technologies nécessaires à son assemblage et faire étape vers un détecteur optimisé.

Volume de TMBi Pour permettre une conversion efficace du photon γ , il faut que l'épaisseur de TMBi soit suffisante.

Pour choisir l'épaisseur de TMBi, on se reporte à la longueur d'atténuation de ce milieu. La longueur d'atténuation (ou d'absorption) est définie comme l'espérance mathématique de la profondeur d'interaction x du γ dans le milieu, décrite par la distribution de probabilité $p(x) = \mu e^{-\mu x}$. La longueur d'atténuation vaut donc $\frac{1}{\mu}$ et correspond en pratique à l'épaisseur de matière qui laisse passer une fraction $\frac{1}{e}$ du flux de photons incidents.

La longueur d'atténuation du TMBi a été évaluée à 2,5 cm, donc on choisit une épaisseur de 5 cm correspondant à deux longueurs d'atténuation. Le TMBi est enfermé dans un corps de chambre en verre BK7, clos en face avant par une bride en inox. La géométrie de la chambre en verre et de la pièce servant à le fermer est présentée sur les figures A.1 et A.2, disponibles en Annexe.

Guides de lumière La surface de détection est un carré d'environ 9 cm de côté correspondant à l'empreinte de 9 PMTs de 1 pouce carré. Pour découper cette surface en 9 cellules de détection, on utilise un guide de lumière réfléchissant, qui rassemble les photons lumineux émis dans une cellule vers un PMT, de la même taille que cette cellule, placé

1.2. CHOIX DES MATÉRIAUX POUR FAVORISER LA COLLECTION DES PHOTONS CERENKOV

face à la fenêtre en BK7. Le guide de lumière a donc la forme d'un quadrillage, délimitant les neuf cellules, constitués de plaques d'un matériau réfléchissant. Cette géométrie est présentée sur la figure A.3, disponible en Annexe.

Le fond du volume de TMBi est également recouvert par une plaque du même matériau réfléchissant (du côté de la bride) afin de renvoyer vers les PMTs les photons optiques qui partent dans cette direction.

Couplages optiques entre le TMBi et les PMTs Les photons lumineux sont émis par effet Cerenkov dans le TMBi. Rassemblés par le guide de lumière, ils sont détectés dans le PMT correspondant à la cellule où le γ a interagi. A la fenêtre de verre, de 7 mm d'épaisseur, on ajoute un joint optique de 2 mm d'épaisseur, constitué d'un matériau appelé RTV 141 d'indice de réfraction 1,4. Ce joint a pour but de minimiser les réflexions de Fresnel entre la fenêtre de verre BK7 (d'indice 1,53) et le verre des PMTs (également du BK7).

La pièce en métal permettant de maintenir ensemble les PMTs et le joint optique en appui contre la fenêtre de BK7 est présentée sur la figure A.4, disponible en Annexe.

Ensemble du détecteur L'ensemble des pièces du détecteur sont présentées sur la vue en éclaté de la figure II.1.1. On y retrouve le corps de chambre, le guide de lumière, et le support des PMTs, ainsi que la carte électronique qui permettra l'acquisition des données. Sur ce schéma ne figurent pas le joint optique ni les PMTs, qui seront ajoutés lors du montage.

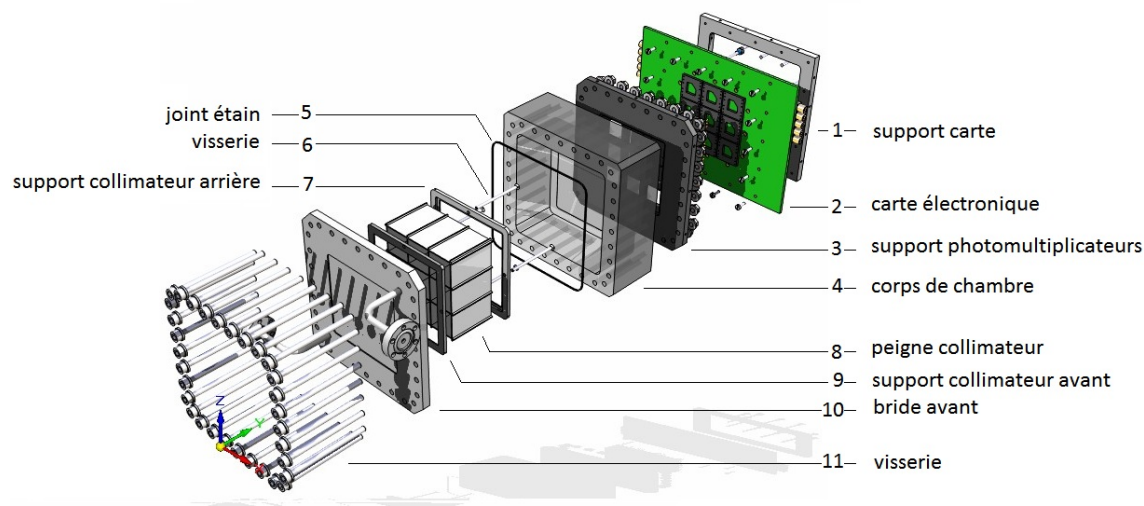


FIGURE II.1.1 – Vue en éclaté de l'ensemble des pièces constitutives du démonstrateur optique.

1.2 Choix des matériaux pour favoriser la collection des photons Cerenkov

Les matériaux du détecteur doivent remplir trois critères :

- Être inertes chimiquement avec le TMBi. Le TMBi étant extrêmement réactif, il ne faut pas qu'il soit en contact avec des matériaux qu'il puisse dégrader.

1.2. CHOIX DES MATÉRIAUX POUR FAVORISER LA COLLECTION DES PHOTONS CERENKOV

- Pour les matériaux qui sont à l'intérieur du corps de chambre, ils ne doivent pas être de nature à dévier les lignes de champs qui seront utilisées pour dériver les électrons (en prévision du démonstrateur ionisation même si cette contrainte ne s'impose pas dans le cas du démonstrateur optique).
- Les matériaux doivent favoriser la collection de la lumière émise par effet Cerenkov dans le TMBi. Cela signifie que le guide optique doit être très réfléchissant, et les matériaux du couplage optique (verre et joint optique) le plus transparents possible et d'indices optiques proches pour éviter les réflexions.

En ce qui concerne le guide optique, nous avons choisi de ne pas utiliser de miroir, car ceux-ci sont constitués de couches métalliques donc équipotentielles, incompatibles avec le champ utilisé pour dériver les charge dans le futur détecteur ionisation.

Au départ le choix se porte sur deux types de céramiques blanches, de l'alumine Al_2O_3 , et du Macor. Le Macor est un mélange de silice (42%), d'oxyde de magnésium (17%), d'oxyde d'aluminium (16%). Elle contient également du potassium, du bore et du fluor.

Pour départager ces deux matériaux, on mesure leurs propriétés de réflexion et de transmission de la lumière grâce au spectrophotomètre Varian disponible au laboratoire, équipé de sa sphère intégrante (pour plus de détails, se référer à l'annexe "Spectrophotomètre et mesures optiques").

Les comportements des deux céramiques sont présentés sur les figures IV.2.4 et II.1.3.

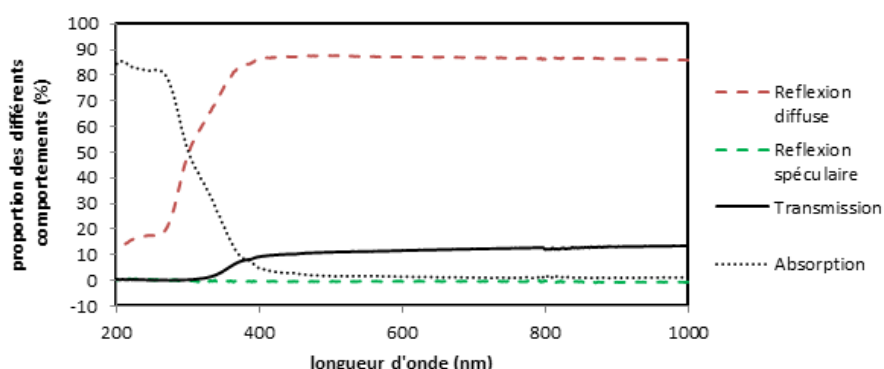


FIGURE II.1.2 – Propriétés optiques des lames d'alumine

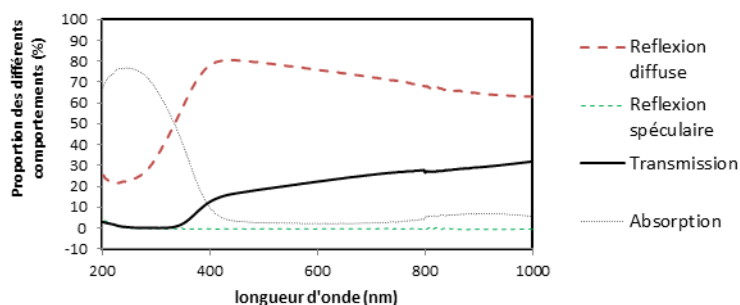


FIGURE II.1.3 – Propriétés optiques de lames de Macor

Le TMBi est absorbant aux longueurs d'ondes plus courtes que 400 nm, (voir Partie 3, chapitre 1). D'autre part, on sait également que l'émission Cerenkov décroît quand la

1.3. MONTAGE DU DÉTECTEUR EN SALLE BLANCHE ET REMPLISSAGE

longueur d'onde augmente (relation en $1/\lambda^2$), et les photocathode des PMTs bialkaly sont efficaces pour $\lambda < 600$ nm. La gamme de longueur d'onde d'intérêt pour notre usage est donc entre 400 et 600 nm.

Dans cette gamme de longueur d'ondes, l'alumine est plus réfléchissante que le Macor. Le choix se porte donc sur l'alumine pour réaliser le guide de lumière.

1.3 Montage du détecteur en salle blanche et remplissage

Montage du détecteur Pour garder le TMBi le plus propre possible, toutes les pièces ont été minutieusement nettoyées avant le montage. Celui-ci a ensuite eu lieu en salle blanche (classe 10 000) pour se préserver des poussières.

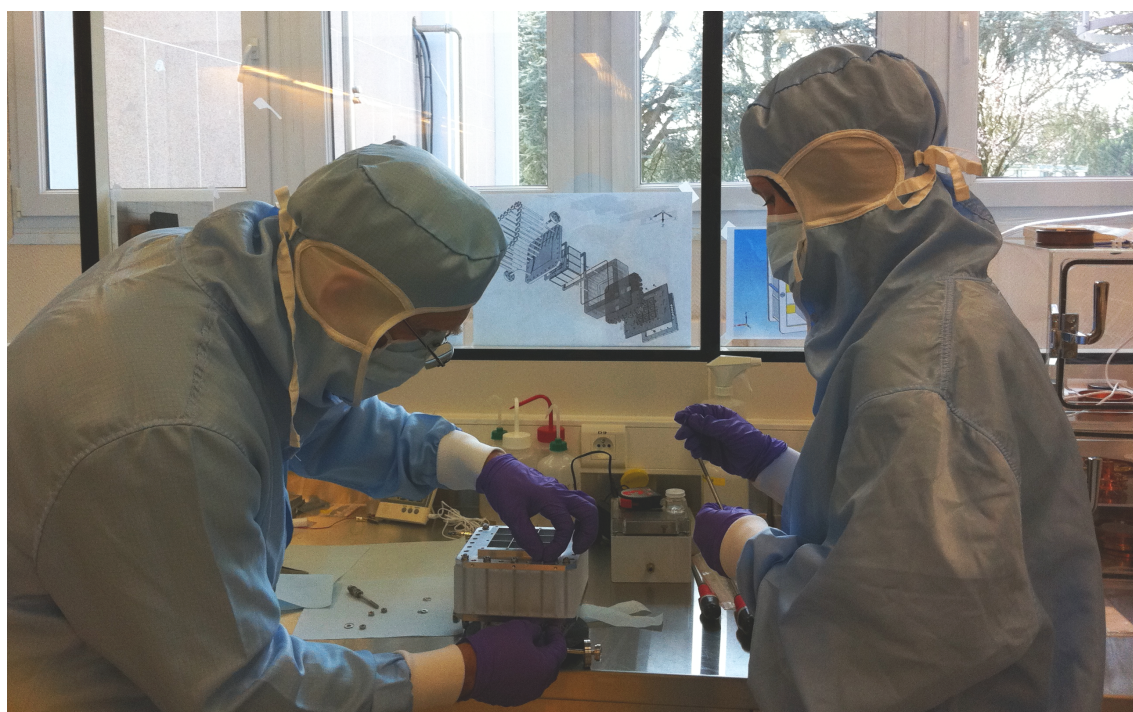


FIGURE II.1.4 – Montage du démonstrateur optique en salle blanche

Remplissage du détecteur Après cette étape le détecteur est raccordé au banc de purification (figure III.3.2) pour permettre le remplissage par du TMBi. Celui-ci est transféré de son contenant d'origine vers le démonstrateur par "pompage" thermodynamique.

Sous vide, le TMBi est d'abord maintenu tiédi pour favoriser son évaporation, tandis qu'un "volume tampon" est refroidi à l'azote liquide pour condenser les vapeurs de TMBi (par différence de pression). Le TMBi est alors très froid (autour de -70°C , sous forme de neige). On attend ensuite que le TMBi revienne à température ambiante pour le transférer dans le détecteur (par simple gravité, puisque le volume tampon est situé au-dessus du détecteur).

Après le remplissage du détecteur, les 9 PMTs (figure II.1.10) sont montés sur la carte électronique et accouplés au détecteur au travers du joint optique. La surface efficace de la photocathode de chaque PMT mesure au minimum 23 mm x 23 mm.

1.3. MONTAGE DU DÉTECTEUR EN SALLE BLANCHE ET REMPLISSAGE

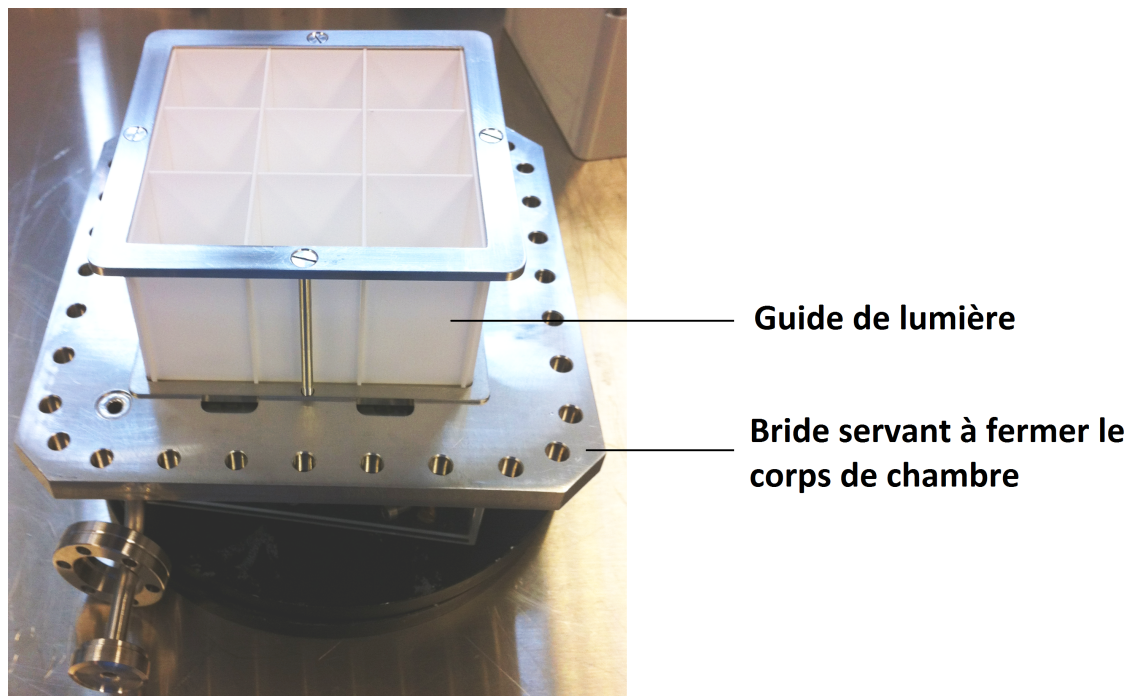


FIGURE II.1.5 – Début du montage : guide de lumière assemblé et vissé sur la bride

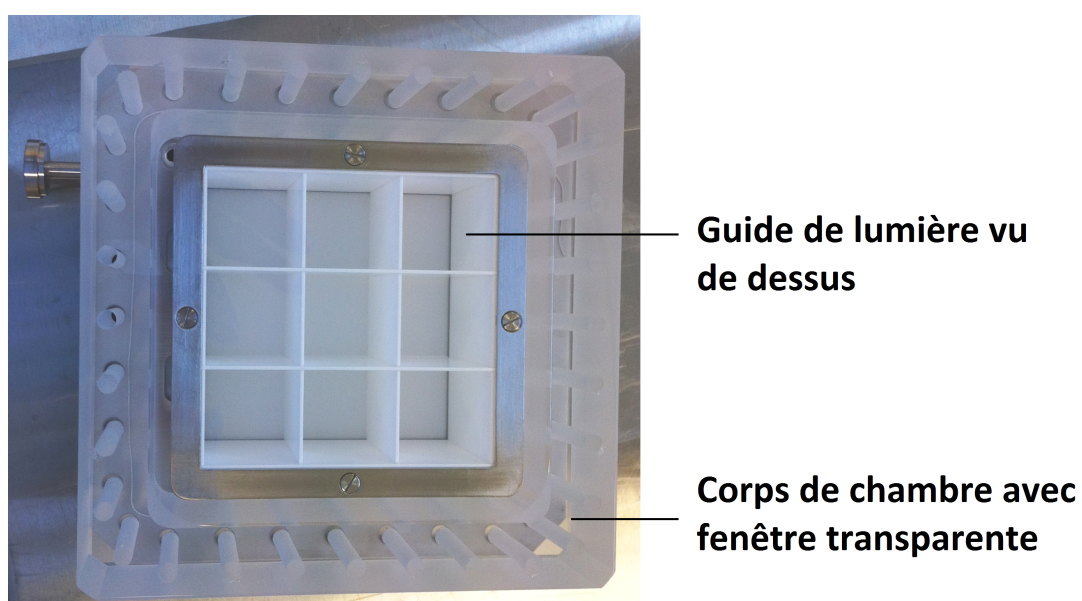


FIGURE II.1.6 – Deuxième étape du montage : ajout du corps de chambre en verre

1.3. MONTAGE DU DÉTECTEUR EN SALLE BLANCHE ET REMPLISSAGE

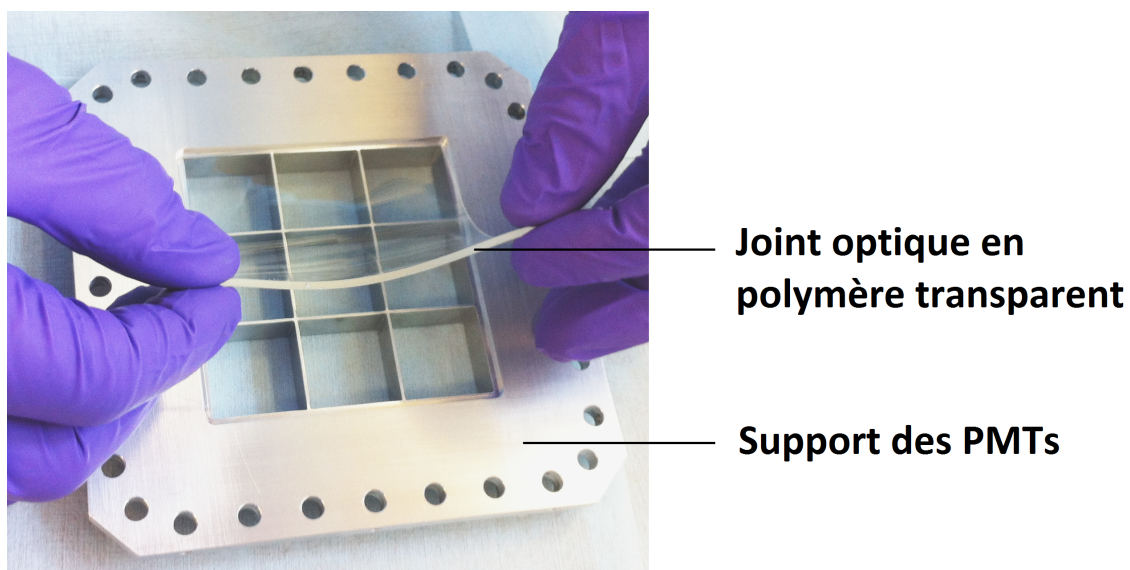


FIGURE II.1.7 – Troisième étape du montage : placement du joint optique dans l'espace prévu à cet effet dans le support des PMTs

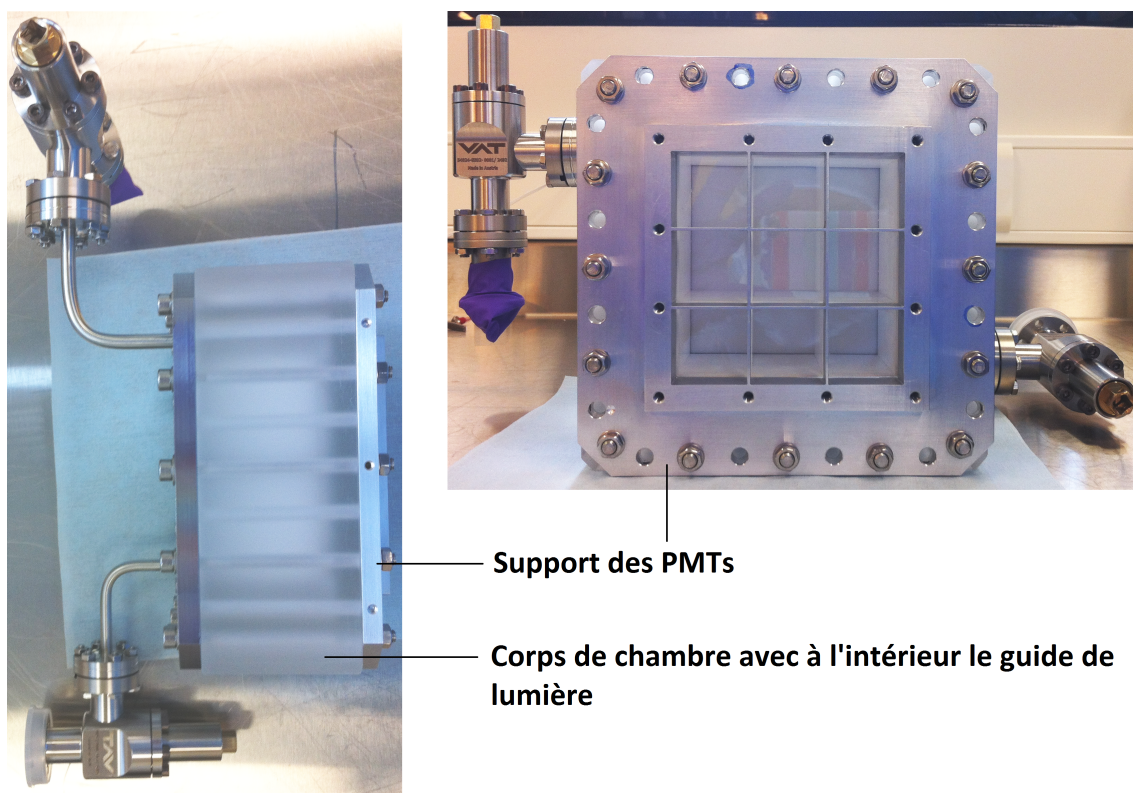


FIGURE II.1.8 – Dernière étape du montage : Association du support de PMTs avec le corps de chambre et mise en place des vis pour fixer l'ensemble. Vue de face et de profil du détecteur monté

1.3. MONTAGE DU DÉTECTEUR EN SALLE BLANCHE ET REMPLISSAGE

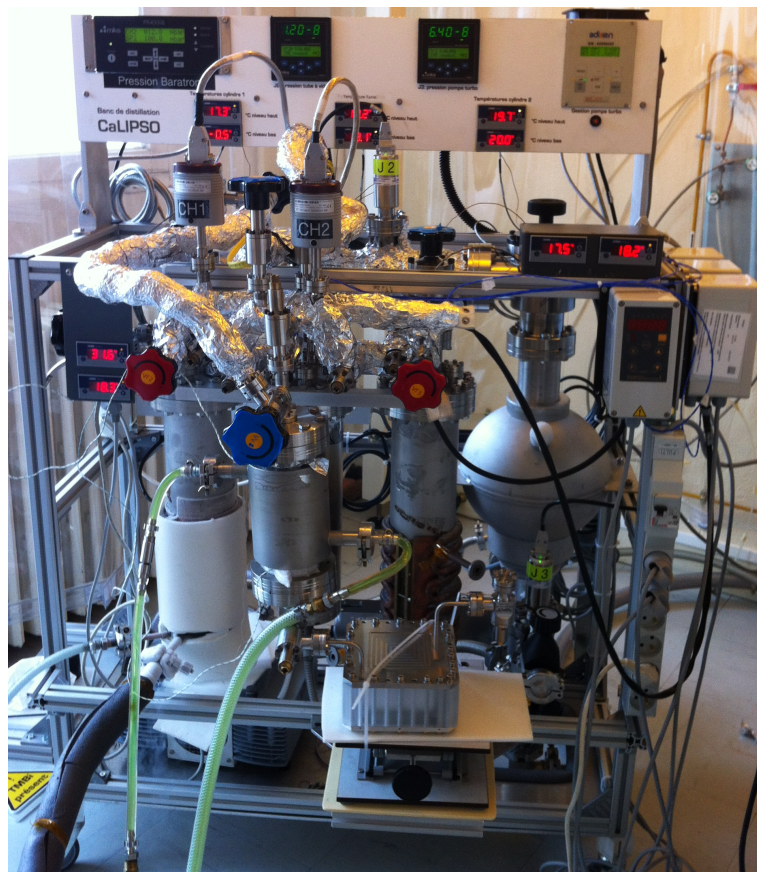


FIGURE II.1.9 – Banc de purification utilisé pour purifier le TMBi et le transférer de son contenant initial au démonstrateur optique

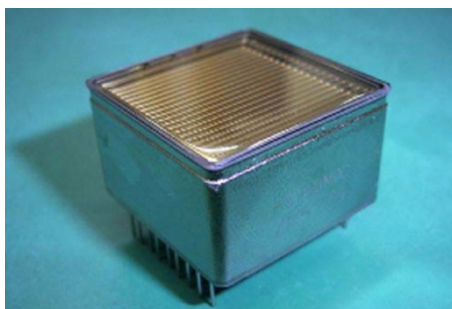


FIGURE II.1.10 – Vue d'un des 9 PMTs (Hamamatsu R11265-100) qui sont montés sur le démonstrateur optique.

1.3. MONTAGE DU DÉTECTEUR EN SALLE BLANCHE ET REMPLISSAGE

Le détecteur complet avec la carte électronique et les PMTs est visible sur la figure II.1.11.

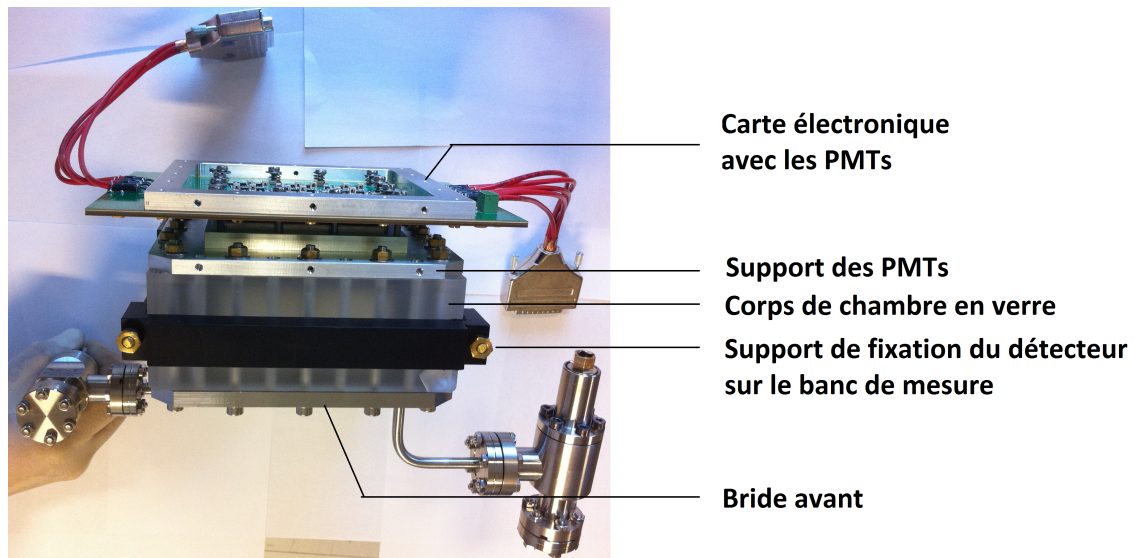


FIGURE II.1.11 – Détecteur complet vu de profil.

Chapitre 2

Efficacité de détection et résolution en temps du premier démonstrateur optique

2.1 Principe de la mesure : détection des cosmiques et détection en coïncidence sur une source β^+

L'objectif de la mesure est de connaître l'efficacité de détection du démonstrateur optique, ainsi que sa résolution en temps. L'ensemble du montage est décrit en détail dans l'annexe "Banc de mesure de l'efficacité de détection et de la résolution en temps des démonstrateurs".

Les principaux outils utilisés sont les suivants :

- La source de ^{22}Na , émettrice β^+ ($Q_{EC} = 2,84$ MeV) et γ (1,27 MeV).
- Le "détecteur YAP", constitué d'un cristal YAP scintillant (diamètre 51 mm, épaisseur 25 mm) ainsi que d'un PMT cylindrique Philips XP2312B (étudié par [Smith et al. 1993]). La collection des charges se fait à l'anode de ce PMT. Le signal est amplifié par un dispositif réalisé au laboratoire par C. Flouzat (7 GHz, gain 100) inclus dans l'embase. Dans ce premier montage, le détecteur YAP est à 44,5 cm de la source tandis que le démonstrateur optique est de l'autre côté de la source, à 24 cm.
- Plusieurs raquettes de PMTs destinées à repérer le passage des muons cosmiques.

L'ensemble du montage est visible sur la photographie de la figure A.11 (Annexes). Les coïncidences entre le détecteur YAP et la voie 5 du démonstrateur optique permettent de calculer l'efficacité de détection et la résolution en temps du démonstrateur.

Les signaux issus des PMTs du démonstrateur optique sont numérisés par une carte d'acquisition avec une fréquence d'échantillonnage de 3,2 GHz. Un logiciel permet de visualiser ces signaux, comme on peut le voir sur la figure A.15 (Annexes). On voit très nettement le déclenchement du détecteur sur plusieurs voies simultanément, ce qui valide le principe même de la détection utilisant l'effet Cerenkov dans le TMBi et la détection de la lumière émise.

2.2 Étude de la ligne de base des signaux acquis

On travaille sur une acquisition déclenchée sur le détecteur YAP, numérisant les signaux du YAP et des 9 voies du démonstrateur optique. La source ^{22}Na est placée entre les deux.

La ligne de base correspond à la portion de signal acquis qui se trouve avant l'évènement (c'est-à-dire avant l'apparition du pulse). On considère qu'elle représente le niveau de signal acquis lorsqu'il n'y a aucune détection. On calcule alors la valeur de tension moyenne de la ligne de base, ainsi que son bruit, caractérisé par l'écart-type des valeurs de tension acquises au cours de l'évènement.

Moyenne de la ligne de base La valeur moyenne de la ligne de base est calculée sur le premier quart de chaque évènement. La valeur moyenne des moyennes des lignes de base (calculées sur 10 000 évènements) pour le détecteur YAP est de -5,6 mV. Pour le démonstrateur optique, les valeurs vont de -0,25 mV (voie 1) à 0,39 mV (voie 9). La moyenne en voie 5 est de -0,17 mV. Dans l'ensemble, les valeurs moyennes des lignes de base sont très proches de 0. Les histogrammes correspondants sont présentés sur les figures II.2.1 et II.2.2.

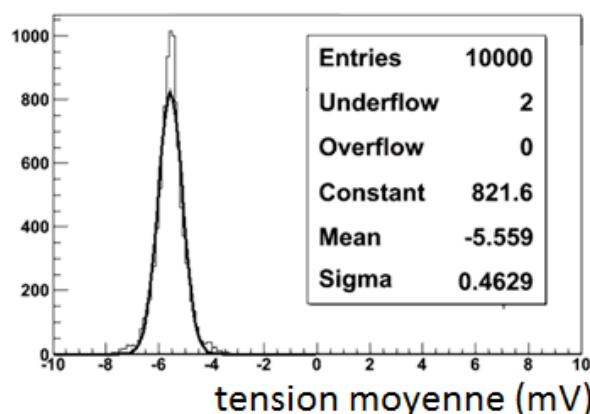


FIGURE II.2.1 – Tension moyenne de la ligne de base pour le détecteur YAP. L'ajustement gaussien montre que sur 10 000 évènements acquis, le niveau moyen de la ligne de base est de -5,6 mV.

Niveau de bruit de la ligne de base On considère qu'il représente le *niveau de bruit* inhérent au dispositif d'acquisition, que l'on retrouve également dans le signal. On le quantifie en calculant l'écart-type des valeurs de tension relevées dans la ligne de base. Les histogrammes des écarts-types calculés pour le détecteur YAP et le démonstrateur optique sont visibles sur les figures II.2.3 et II.2.4.

Le niveau de bruit dans la ligne de base permet de choisir un seuil de déclenchement pour dater les pulses correspondant aux détections. Ici, on choisit un seuil de déclenchement de -30 mV sur le détecteur YAP (son niveau de bruit est faible ($\sigma = 0,81\text{mV}$), et l'amplitude des signaux se situe largement au delà de -30 mV donc il est facile de choisir un seuil de déclenchement). Pour le démonstrateur optique, on place le seuil à 6 fois la valeur de bruit maximale (3,2 mV), c'est-à-dire à -20 mV. Les seuils de déclenchement sont négatifs car le pulse de signal est négatif.

2.2. ÉTUDE DE LA LIGNE DE BASE DES SIGNAUX ACQUIS

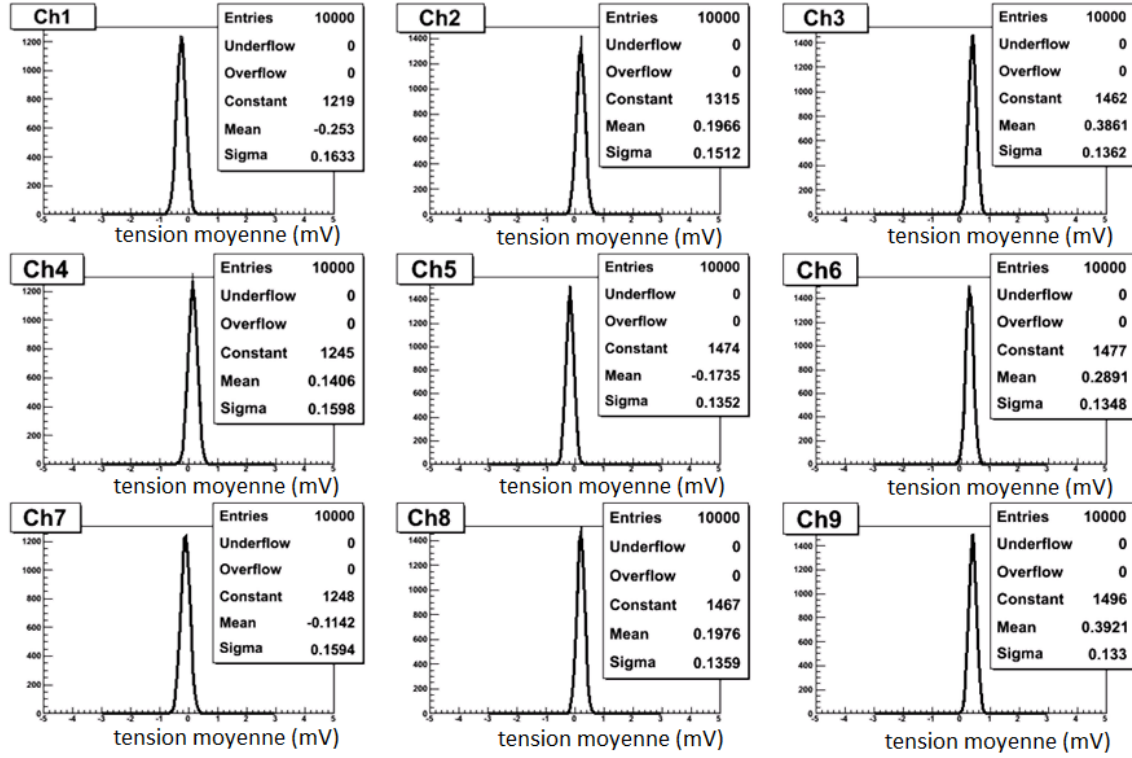


FIGURE II.2.2 – Tension moyenne de la ligne de base pour les neuf canaux du démonstrateur optique. L’ajustement gaussien montre que sur 10 000 événements acquis, le niveau moyen de la ligne de base va de -0,11 mV en voie 7 à 0,39 mV en voie 9. Dans l’ensemble les lignes de bases sont très proches de 0.

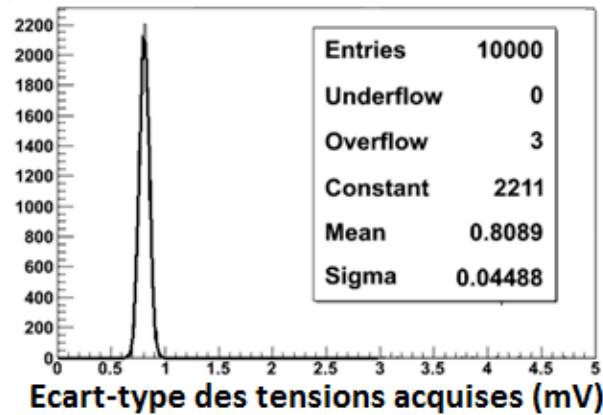


FIGURE II.2.3 – Écart-type de la ligne de base pour le détecteur YAP. L’ajustement gaussien montre que sur 10 000 événements acquis, le niveau de bruit moyen (à 1σ) de la ligne de base est de 0,81 mV.

2.2. ÉTUDE DE LA LIGNE DE BASE DES SIGNAUX ACQUIS

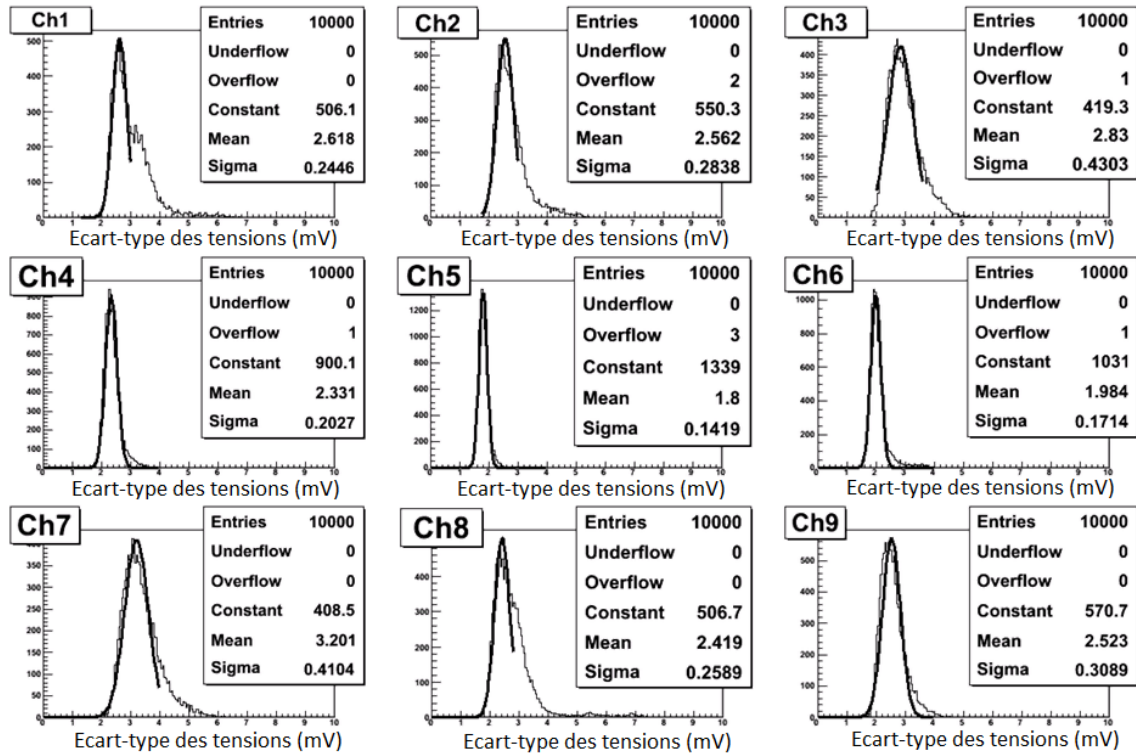


FIGURE II.2.4 – Écart-type de la ligne de base pour les neuf canaux du démonstrateur optique. L'ajustement gaussien montre que sur 10 000 évènements acquis, le niveau de bruit moyen de la ligne de base va de 1,8 mV en voie 5 à 3,2 mV en voie 7. La voie 5 est la moins bruitée, peut-être du fait de sa position centrale sur la carte électronique.

2.3 Efficacité de détection sur un évènement γ 511 keV

Pour mesurer l'efficacité de détection du démonstrateur optique le principe est simple : on sélectionne les évènements γ 511 keV qui sont détectés dans le YAP, et parmi eux on compte le nombre de déclenchements de la voie 5 du démonstrateur.

Le modèle est le suivant : la source, le détecteur YAP, et le démonstrateur optique sont placés de façon à ce que l'angle solide recouvert par le faisceau de γ 511 keV soit le même du côté du détecteur YAP et du côté de la voie 5 du démonstrateur. On a donc en théorie, pour chaque évènement 511 keV détecté dans le YAP, un évènement 511 keV traversant la cellule 5 du démonstrateur.

En pratique on mesure :

- N^{YAP} : le nombre de déclenchements du détecteur YAP pouvant correspondre (d'après le spectre en énergie) à un évènement γ 511 keV. La sélection en énergie permet de rejeter une grande partie des évènements qui correspondent à la détection d'un photon de 1,3 MeV, que l'on ne souhaite pas inclure dans le calcul.
- N^{V5} : le nombre de déclenchements de la voie 5 "en temps" par rapport au déclenchement du détecteur YAP. La sélection en temps permet de rejeter le bruit en voie 5 (déclenchements fortuits, bruit propre du PMT, radioactivité naturelle, rayonnements cosmiques...)

L'efficacité pourrait alors se calculer comme : $Eff(\%) = \frac{N^{V5}}{N^{YAP}} \times 100$

Cependant, la sélection en énergie dans le YAP ne permet pas de rejeter certains types de bruits. Il faut faire attention à bien sélectionner les évènements qui correspondent réellement à des 511 keV, car il peut également déclencher, dans la même gamme d'énergie, sur d'autres interactions. On a alors $N^{YAP} = N_{source}^{YAP} + N_{bruit}^{YAP}$.

On doit alors procéder à une première étape pour retirer N_{bruit}^{YAP} , avant de calculer l'efficacité comme :

$$Eff(\%) = \frac{N^{V5}}{N_{source}^{YAP}} \times 100 = \frac{N^{V5}}{N^{YAP} - N_{bruit}^{YAP}} \times 100$$

Soustraction du bruit dans la mesure

Le bruit de mesure peut avoir plusieurs origines :

- Les sources de bruit indépendantes de la source de ^{22}Na : radioactivité naturelle et rayonnements cosmiques détectés par le YAP.
- Les évènements provenant de la source de ^{22}Na mais qui ne sont pas des γ de 511 keV : la source produit également des γ de 1,3 MeV simultanément à l'émission 511 keV, mais dans une direction aléatoire. La détection d'un γ de 1,3 MeV dans le YAP ne correspond donc pas au passage d'un γ de 511 keV dans la voie 5 du démonstrateur.

On étudie d'abord le bruit qui ne provient pas de la source (N_{bruit}^{YAP}). On réalise des mesures du taux de comptage sans source radioactive. On utilise pour cela un discriminateur et un compteur qui analysent le signal en sortie du détecteur YAP. Tous les évènements dépassant -30 mV sont relevés. On mesure un taux de comptage de bruit de 87,5 Hz.

On souhaite également connaître le spectre d'énergie du bruit dans le détecteur YAP. Pour cela on acquiert 10 000 évènements détectés par le YAP sans source radioactive, avec un seuil d'acquisition du YAP à -30 mV.

2.3. EFFICACITÉ DE DÉTECTION SUR UN ÉVÈNEMENT γ 511 KEV

Les spectres d'énergie sont construits en utilisant la somme des tensions acquises sur 50 ns à partir du début du pulse (franchissement du seuil de déclenchement -30 mV). On choisit 50 ns car le temps de décroissance de la scintillation du cristal YAP est de l'ordre de 25 ns, on prend le double (figure II.2.5).

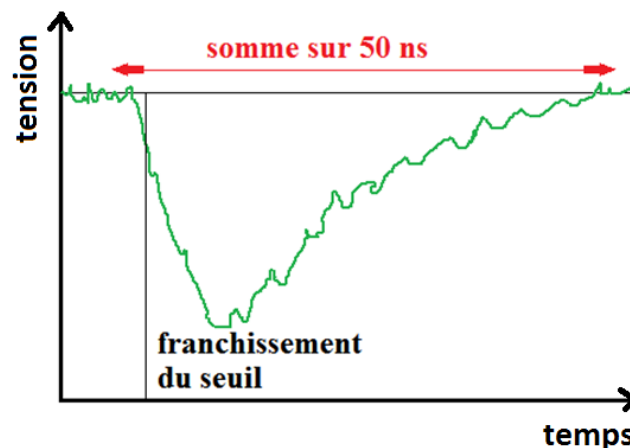


FIGURE II.2.5 – Somme de tensions utilisée pour réaliser le spectre d'énergie déposée dans le YAP. On fait la somme des tensions acquises pendant la durée du pulse (estimée à 50 ns), pour exploiter au mieux le rendement lumineux du cristal scintillant en s'affranchissant de la durée de la scintillation.

En replaçant la source à sa position initiale face au détecteur YAP on mesure un taux de comptage de 431 Hz correspondant à la somme du signal et du bruit. On peut alors calculer que l'on acquiert $\frac{Taux(bruit)}{Taux(source+bruit)} = \frac{87,5}{431} = 20\%$ de bruit. Cela signifie que lorsque la source est en place, sur 10 événements qui déclenchent le détecteur YAP, seulement 8 correspondent à un signal provenant de la source radioactive, et 2 correspondent à du bruit. On acquiert également le spectre du signal avec source sur 10 000 événements.

Ce rapport est une moyenne sur toute la gamme d'énergie acquise (-30 mV à -1,5 V). On doit donc soustraire les histogrammes bin par bin, avec ce rapport de 0,2, pour connaître le spectre d'énergie du détecteur YAP uniquement dû à la source. Pour chaque bin i , on a alors :

$$N_{source}^{YAP}(i) = N_{source+bruit}^{YAP}(i) - 0,2 \times N_{bruit}^{YAP}(i)$$

On obtient grâce à ce calcul l'histogramme II.2.6. La résolution en énergie est mauvaise (on l'estime à environ 49% à 511 keV) à cause de l'efficacité de collection et de conversion de la lumière dans le détecteur YAP. En effet, le PMT est vieux (on ne connaît pas son efficacité de détection mais on la suppose faible), de plus l'habillage du cristal ainsi que le couplage optique entre le cristal et le PMT ne sont pas optimisés. Cette optimisation se fera dans la partie III.

Néanmoins, le pic photoélectrique est suffisamment visible pour bien identifier les détections 511 keV dans le détecteur YAP:Ce, qui est le plus important pour la mesure d'efficacité.

2.3. EFFICACITÉ DE DÉTECTION SUR UN ÉVÈNEMENT γ 511 KEV

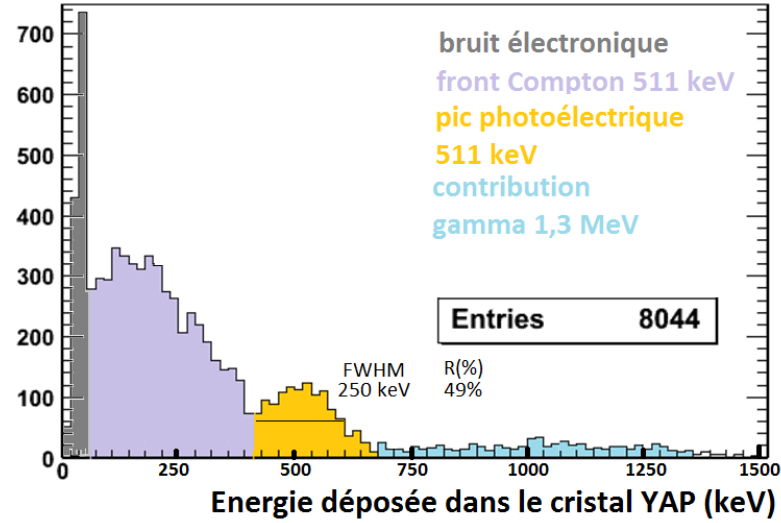


FIGURE II.2.6 – Histogramme de la somme des tensions acquises sur 50 ns pour le détecteur YAP après soustraction du fond "hors source", et calibré en énergie.

Efficacité de détection et diaphonie

Efficacité de détection

Le fond de détection du signal YAP a été mesuré. Il reste néanmoins le bruit correspondant à l'émission du photon γ à 1,3 MeV, qui lorsqu'il dépose une partie de son énergie par effet Compton dans le YAP peut produire des dépôts d'énergie dans le pic du 511 keV. Néanmoins, en regardant la figure II.2.6, on remarque que le nombre d'événements 1,3 MeV est très faible (plateau en bleu à moins de 20 événements / bin, alors que le pic photoélectrique atteint 120 événements / bin). On décide donc en première approximation de ne pas en tenir compte.

Pour calculer l'efficacité de détection de la voie 5, il faut sélectionner les événements qui déclenchent en coïncidence entre le YAP et la voie 5, c'est-à-dire simultanément. L'histogramme du temps de déclenchement de la voie 5 est visible sur la figure II.2.7. Sur cette figure, le pic à 0 (en rouge) représente tous les événements qui n'ont jamais déclenché, c'est-à-dire qui n'ont jamais franchi le seuil -20 mV (pas de pulse). Le pic à 145,5 ns de moyenne représente les événements qui déclenchent en temps, c'est-à-dire les vraies coïncidences. Les autres événements, hors temps, représentent des détections fortuites, c'est-à-dire du bruit.

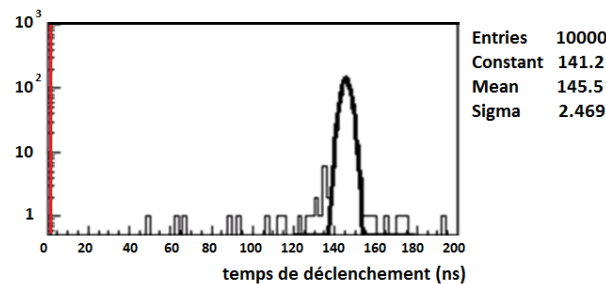


FIGURE II.2.7 – Histogramme du temps de déclenchement de la voie 5 (seuil de déclenchement fixe à -20 mV).

2.3. EFFICACITÉ DE DÉTECTION SUR UN ÉVÈNEMENT γ 511 KEV

Afin de calculer l'efficacité de détection de la voie 5 on ne sélectionne que les événements qui ont déclenché sur cette voie entre 135 et 160 ns. On visualise ainsi la proportion d'événements détectés par le YAP auxquels correspondent également des détections dans la voie 5 du démonstrateur optique. Le résultat est présenté figure II.2.8. En faisant l'intégrale des histogrammes entre 0 et 625 keV (pour ne garder que les événements 511 keV et rejeter les 1,3 MeV), on obtient $N_{source}^{YAP} = 6250$ et $N^{V5} = 447$.

L'efficacité de détection se calcule alors comme $\frac{N^{V5}}{N_{source}^{YAP}} \frac{447}{6250} = 7,2\%$.

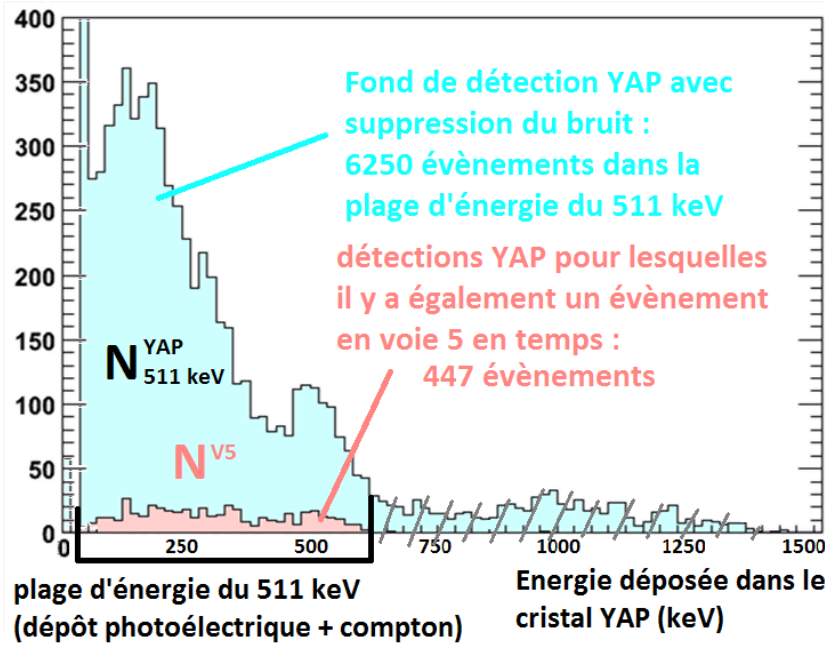


FIGURE II.2.8 – Histogramme de la somme des tensions acquises sur 50 ns et calibré en énergie pour le détecteur YAP après soustraction du bruit (en bleu). Histogramme obtenu après sélection des événements qui déclenchent en voie 5 entre 135 et 160 ns, correspondant à des coïncidences 511 keV détectées en voie 5 (en rose).

On estime alors l'efficacité de détection de la voie 5 à 7,2%, ce chiffre comprenant l'ensemble de la chaîne de mesure :

- Efficacité de conversion du γ de 511 keV dans le TMBi
- Efficacité de la production de lumière par effet Cerenkov
- Efficacité de collection des photons lumineux à la photocathode du PMT numéro 5
- Efficacité quantique de détection du PMT

Diaphonie

On fait deux relevés :

- Le nombre de déclenchements dans les voies périphériques lorsque la voie 5 déclenche en temps (c'est-à-dire entre 135 et 160 ps).
- Le nombre de déclenchements dans les voies périphériques lorsque la voie 5 ne déclenche pas du tout.

Ces valeurs sont notées dans le tableau VI.1.13 :

En faisant la somme des déclenchements périphériques en temps (c'est-à-dire correspondant au passage d'un γ dans le démonstrateur optique), quelle que soit la ré-

2.4. RÉSOLUTION EN TEMPS DU DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

Déclenchement de la voie 5 en temps		
v1 : 13	v2 : 25	v3 : 14
v4 : 56	v5 : 447	v6 : 32
v7 : 23	v8 : 34	v9 : 14
Pas de déclenchement en voie 5		
v1 : 24	v2 : 61	v3 : 38
v4 : 134	v5 : 0	v6 : 77
v7 : 61	v8 : 77	v9 : 58

Tableau II.2.1 – Nombre de déclenchements (en temps) des 9 voies du démonstrateur optique selon si la voie 5 déclenche en temps ou pas du tout.

ponse en voie 5, on obtient 741 déclenchement, soit un taux de diaphonie défini comme $\frac{\text{déclenchementspériphériques}}{\text{déclenchementsvoie5}} = \frac{741}{447} = 166\%$.

Ce fort taux de diaphonie peut expliquer le défaut d'efficacité en voie 5 : certains évènements sont détectés dans la mauvaise cellule au lieu d'être détectés en voie 5, soit parce que l'alignement n'est pas parfait, soit parce que les photons γ dévient de leur trajectoire après un effet Compton dans la cellule 5, soit parce que la lumière s'échappe de la cellule centrale d'une manière ou d'une autre.

2.4 Résolution en temps du démonstrateur optique

Résolution en temps sur les muons cosmiques

Pour une première étude de la résolution en temps on utilise une acquisition où on déclenche l'enregistrement des données sur le passage d'un muon cosmique dans les raquettes de PMTs. Les muons déposent plus d'énergie dans le détecteur que les photons de 511 keV, donc le signal de détection est plus fort, ce qui doit conduire à une meilleure résolution en temps.

Pour calculer le temps de déclenchement du démonstrateur optique, jusqu'ici on prenait le temps du premier échantillon qui franchissait un seuil fixe (-20 mV). Néanmoins, étant donné que l'amplitude des signaux est très variable, il paraît plus judicieux de s'affranchir de ces variations d'amplitude. On choisit donc une valeur de seuil correspondant à 20% de l'amplitude du signal. De plus, au lieu de prendre le temps du premier échantillon franchissant ce seuil, on réalise une interpolation linéaire entre cet échantillon et le précédent afin de permettre une résolution en temps meilleure que la fréquence d'échantillonnage du système d'acquisition.

On obtient les résultats présentés sur les figures II.2.9 et II.2.10.

Sur la figure II.2.9 on sélectionne uniquement les évènements dont l'amplitude est supérieure à 20 fois la valeur de l'écart-type de la ligne de base, afin de supprimer les petits évènements et le bruit, pour obtenir la meilleure résolution en temps possible. La largeur à mi-hauteur des courbes, autour de 5 ns, est largement dominée par la résolution en temps des raquettes de PMTs qui servent à déclencher l'acquisition d'un évènement.

Pour connaître la résolution en temps intrinsèque du démonstrateur optique (c'est-à-dire sans contribution des raquettes de PMTs qui permettent de déclencher l'acquisition), on fait l'histogramme de la différence de temps de déclenchement entre les voies périphériques et la voie 5, que l'on va considérer comme notre référence (figure II.2.10). Comme

2.4. RÉSOLUTION EN TEMPS DU DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

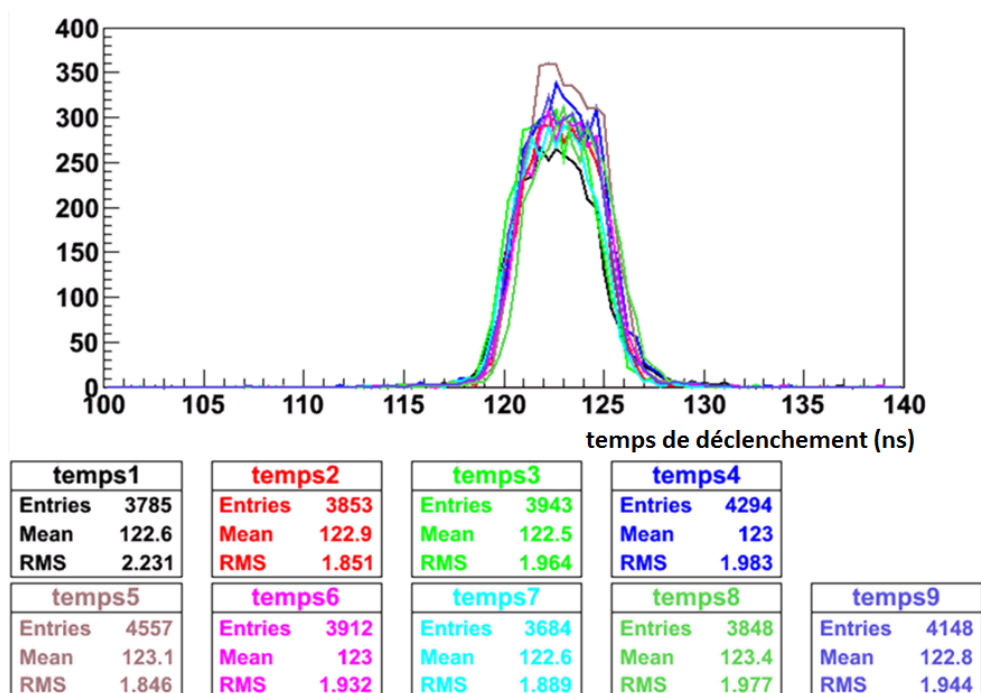


FIGURE II.2.9 – Temps de déclenchement des 9 voies du démonstrateur optique, calculé par la méthode de franchissement du seuil 20% de l'amplitude du pulse, avec interpolation linéaire.

précédemment, on sélectionne uniquement les événements dont l'amplitude est supérieure à 20 fois la valeur de l'écart-type de la ligne de base, afin de supprimer les petits événements et le bruit, pour obtenir la meilleure résolution en temps possible. Un ajustement gaussien entre -4 ns et 4 ns donne la résolution en temps pour chaque couple de voies (sigma). La meilleure résolution en temps est obtenue pour le couple voie 2 - voie 5, avec un sigma de 442 ps (1,04 ns FWHM).

Sur la figure II.2.10 on remarque que les voies qui sont les mieux résolues en temps par rapport à la voie 5 sont les voies 2 et 8. Ce sont les voies qui sont situées à la verticale de la voie 5, on peut donc rapprocher cette tendance de la trajectoire verticale des muons cosmiques.

La figure II.2.11 montre la corrélation entre la résolution en temps mesurée sur les coïncidences voie périphérique - voie 5, et la distance entre les centres des cellules. Les points en bleu clair correspondent aux voies 4 et 6, à l'horizontale de la voie 5, qui ne peuvent détecter des muons (trajectoires verticales ou obliques en majorité). Ces voies détectent des particules issues de gerbes électromagnétiques, ce qui explique leur mauvaise résolution en temps.

De la figure II.2.11 on peut supposer que la résolution en temps observée est corrélée au temps de vol des muons d'une cellule à l'autre. Pour tester cette hypothèse et quantifier ses conséquences on écrit un algorithme qui tire aléatoirement (selon une loi uniforme) la position d'interaction des muons dans deux cellules voisines du détecteur (en entrant les dimensions réelles des cellules du démonstrateur), soit à la verticale l'une de l'autre, soit en diagonale. A partir des deux positions tirées on calcule le temps de vol des muons entre les deux interactions, ce qui conduit à l'histogramme II.2.12, qui infirme cette hypothèse.

2.4. RÉOLUTION EN TEMPS DU DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

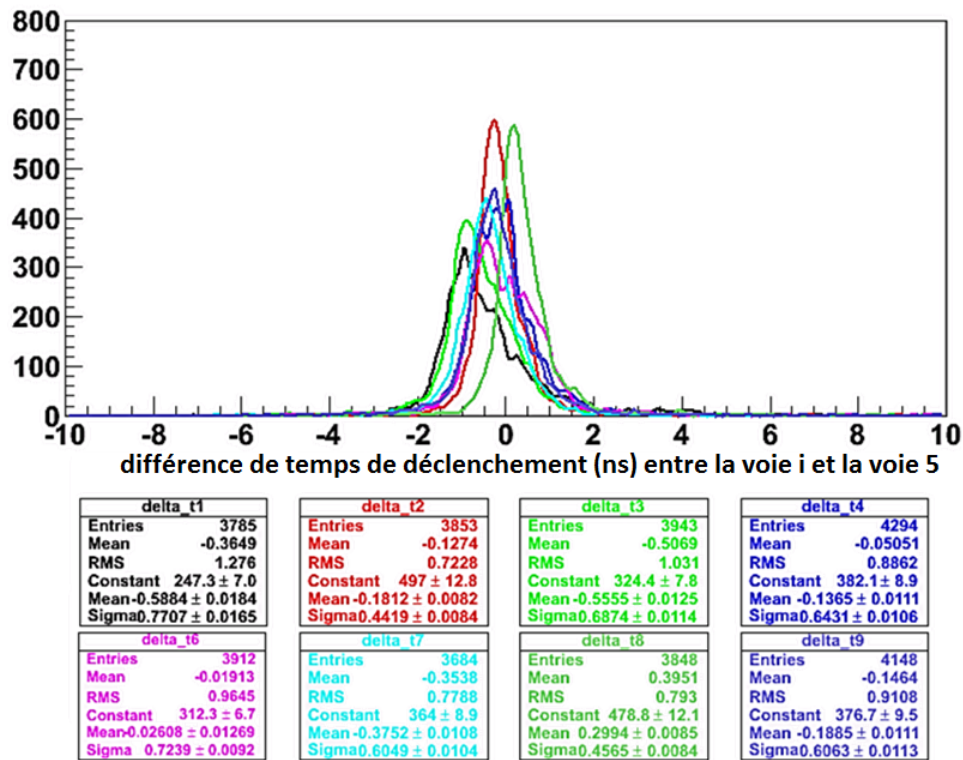


FIGURE II.2.10 – Différence de temps de déclenchement entre les voies périphériques et la voie 5 (référence), calculé par la méthode de franchissement du seuil 20% de l'amplitude du pulse, avec interpolation linéaire.

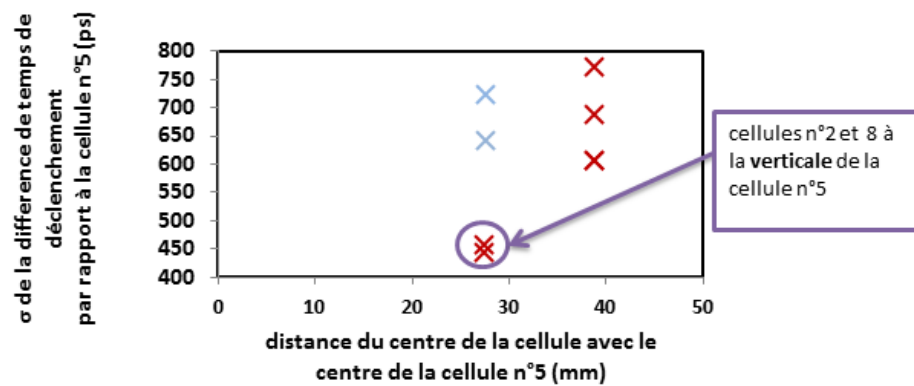


FIGURE II.2.11 – Largeur de la différence de temps entre les voies périphériques et la voie 5 (référence), en fonction de la distance entre les centres des cellules.

2.4. RÉSOLUTION EN TEMPS DU DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

La contribution du temps de vol des muons dans la résolution en temps est de 35,7 ps (1σ), soit 88,3 ps (FWHM) dans le cas de cellules positionnées en diagonale, contre 34,3 ps (1σ), soit 80,8 ps (FWHM) dans le cas de cellules à la verticale l'une de l'autre. La différence entre les deux cas est très faible (1,4 ps σ), et ne peut donc expliquer la variation de l'ordre de 150 ps (σ) que l'on observe entre les couples de cellules dans la réalité.

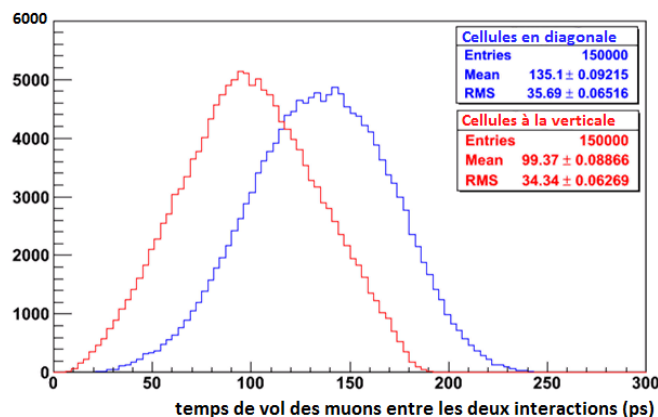


FIGURE II.2.12 – Simulation : Intervalle de temps entre les deux interactions des muons. Pour chaque couple de cellules on tire aléatoirement 150 000 couples d'interactions.

La résolution en temps doit donc dépendre d'autres paramètres. On suppose alors que la résolution en temps dépend du niveau de bruit dans le signal. Pour tester cela on construit la courbe de la largeur de la différence de temps en fonction de l'écart-type mesuré dans la ligne de base (figure II.2.13). On retire les points correspondant aux voies 4 et 6 car ces voies se situent à l'horizontale de la voie 5 et donc les événements mesurés ne correspondent pas à la propagation d'une particule cosmique d'une cellule à l'autre. On remarque une nette dépendance entre le bruit et la résolution en temps. La ligne en rouge trace la meilleure régression linéaire entre ces points. La corrélation est alors évidente, même si d'autres facteurs interviennent également.

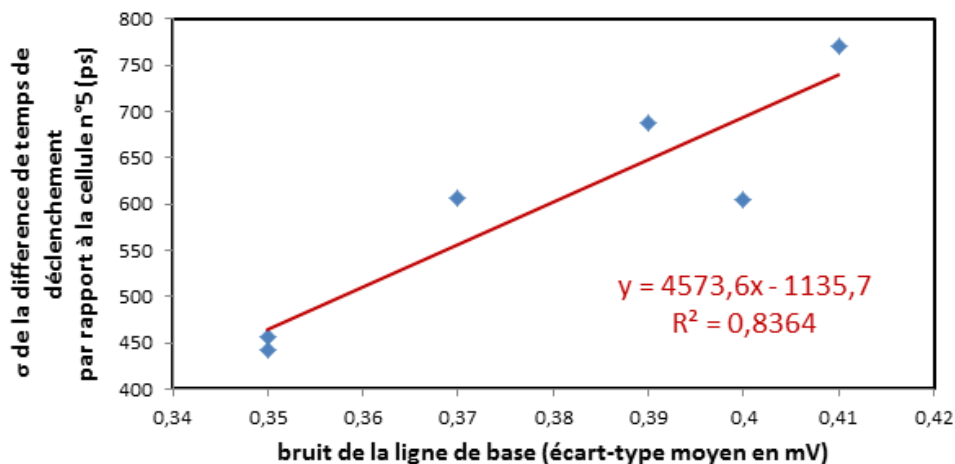


FIGURE II.2.13 – Largeur de la différence de temps entre les voies périphériques et la voie 5 (référence), en fonction du niveau de bruit dans chaque voie.

2.4. RÉOLUTION EN TEMPS DU DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

Résolution en temps sur les γ de 511 keV

Pour calculer la résolution en temps du démonstrateur optique sur un évènement γ de 511 keV on réutilise l'acquisition pour laquelle on avait le détecteur YAP, la source, et la voie 5 du démonstrateur alignés (celle qui nous a permis de calculer l'efficacité de détection).

On utilise également comme seuil de déclenchement un seuil à 20% de l'amplitude du pulse, avec une interpolation linéaire pour s'affranchir de la fréquence d'échantillonnage du système d'acquisition. Le temps de déclenchement est calculé de la même manière pour le YAP (voie 0) que pour les voies du démonstrateur (voies 1 à 9). Le résultat est présenté figure II.2.14. On remarque que toutes les voies du démonstrateur optique déclenchent en même temps, en avance par rapport au détecteur YAP (phénomène de scintillation dans le YAP beaucoup plus long que le rayonnement Cerenkov dans le démonstrateur, et influence de la longueur du câblage entre les détecteurs et l'acquisition).

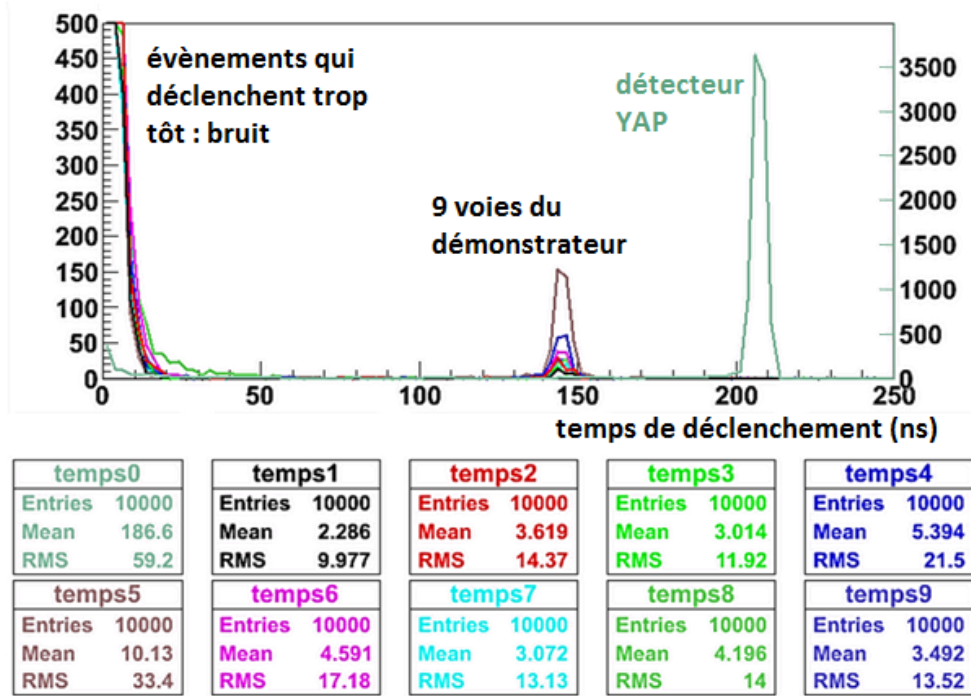


FIGURE II.2.14 – Temps de déclenchement des 9 voies du démonstrateur optique et du YAP, calculé par la méthode de franchissement du seuil 20% de l'amplitude du pulse, avec interpolation linéaire.

On dresse ensuite l'histogramme de la différence de temps de déclenchement entre le démonstrateur optique et le détecteur YAP (figure II.2.15), afin d'évaluer la résolution en temps de l'ensemble. Pour cela, on sélectionne les évènements correspondant au pic photoélectrique à 511 keV dans la figure II.2.6, afin de ne prendre en compte que les vraies interactions γ 511 keV en minimisant l'influence des diverses sources de bruit. Sur la voie 5, un ajustement gaussien permet de mesurer une largeur de distribution 1σ de l'ordre de 900 ps, soit une largeur à mi-hauteur de 2,12 ns.

La résolution en temps mesurée pour l'ensemble YAP + voie 5 est de l'ordre de 900 ps (1σ). On sait que la résolution en temps globale pour les deux détecteurs se calcule comme ceci : $R_{globale}^2 = R_{demonstrateur}^2 + R_{YAP}^2$. On a précédemment mesuré la résolution en temps

2.4. RÉOLUTION EN TEMPS DU DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

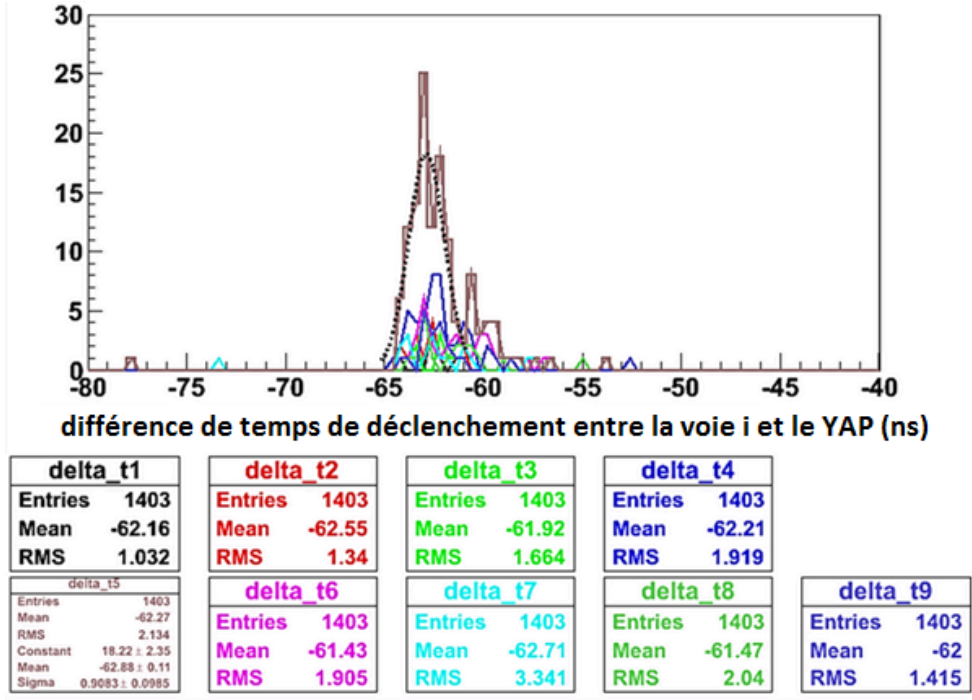


FIGURE II.2.15 – Différence de temps de déclenchement des 9 voies du démonstrateur optique par rapport au YAP, calculé par la méthode de franchissement du seuil 20% de l'amplitude du pulse, avec interpolation linéaire.

du détecteur YAP, de l'ordre de 700 ps (1σ). On peut alors évaluer la résolution en temps intrinsèque du démonstrateur optique à environ 570 ps (1σ), soit 1,34 ns (FWHM).

On peut également estimer l'erreur sur la résolution en temps du démonstrateur optique, par la méthode des dérivées partielles :

$$\Delta R_{DO} = \left| \frac{\partial F}{\partial R_{glob}} \right| \Delta R_{glob} + \left| \frac{\partial F}{\partial R_{YAP}} \right| \Delta R_{YAP}$$

avec

$$F(R_{glob}, R_{YAP}) = \sqrt{R_{glob}^2 - R_{YAP}^2}$$

donc

$$\Delta R_{DO} = \frac{R_{glob} \cdot \Delta R_{glob} + R_{YAP} \cdot \Delta R_{YAP}}{\sqrt{R_{glob}^2 - R_{YAP}^2}}$$

On évalue l'erreur sur la résolution σ du YAP à 20 ps, et celle sur la résolution globale σ à 100 ps (d'après l'ajustement gaussien). On obtient donc $\Delta R_{DO} \approx 185$ ps sur la résolution en 1σ , ce qui correspond à un erreur de 436 ps sur la résolution en largeur à mi-hauteur.

En résumé, la première version de démonstrateur optique construite a les performances suivantes :

- Efficacité de détection de la voie 5 $\approx 7\%$
- Diaphonie $\approx 166\%$
- Résolution en temps intrinsèque sur un photon γ de 511 keV de l'ordre de 1,34 ns (FWHM), plus ou moins 436 ps.

La suite de ce travail aura pour objectif d'augmenter l'efficacité de détection de la voie 5 tout en diminuant la diaphonie et en améliorant le plus possible la résolution en temps intrinsèque.

Troisième partie

Optimisation de la résolution en temps du scintillateur YaP utilisé pour la mesure

Chapitre 1

Mise en évidence des pertes lumineuses dans le détecteur YaP grâce à un modèle Monte Carlo

La première étape dans l’optimisation de la collection de lumière est d’abord d’identifier les différentes pertes de lumière dans le détecteur actuel. Pour cela on utilise un modèle Monte Carlo qui reproduit la géométrie et le comportement du détecteur, dans le code de simulation Geant4 ([Agostinelli et al. 2003]).

1.1 Modélisation du détecteur YaP utilisé dans Geant4

Définition du détecteur dans Geant4

Géométrie Le détecteur YAP dont nous disposons est constitué de la manière suivante :

- Un cristal scintillant YAP cylindrique de 51 mm de diamètre et 25 mm d’épaisseur
- Un revêtement réfléchissant en aluminium tout autour du cristal (sauf sur la face de récupération des photons lumineux). Ce revêtement n’étant pas collé à la surface du cristal, une mince couche d’air est présente entre les deux
- Au niveau de la face de collecte des photons lumineux : un joint optique RTV141 de 5 mm d’épaisseur, de même diamètre que le cristal
- Derrière le joint optique : un PMT rond de diamètre 70 mm. L’épaisseur de la fenêtre en verre de ce PMT est de 2 mm.

Cette géométrie est très simple (uniquement des cylindres). La figure III.1.1 montre une vue de cette géométrie reproduite dans le Monte Carlo. Dans cette figure on observe de droite à gauche : en gris clair, la couche d’aluminium qui recouvre le cristal scintillant. Celui-ci, interne, n’est pas visible sur la figure. En bleu, le joint optique, d’épaisseur 5 mm. En gris foncé, la fenêtre du PMT, d’épaisseur 2 mm. Enfin, en violet, la photocathode du PMT. C’est tout ce dont on a besoin pour reproduire la détection des γ par le détecteur YAP.

Matériaux Le tableau III.1.1 récapitule les propriétés des matériaux modélisés. On y donne la longueur d’absorption à 370 nm car cela correspond au maximum de l’émission de lumière par le cristal scintillant. Pour le verre du PMT on utilise l’indice et l’absorption d’un verre optique bien connu, le BK7. Les propriétés du cristal YAP sont tirées du

1.1. MODÉLISATION DU DÉTECTEUR YAP UTILISÉ DANS GEANT4

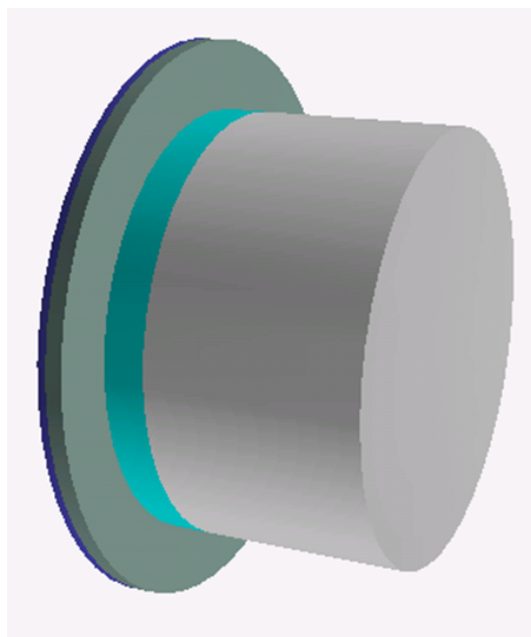


FIGURE III.1.1 – Visualisation de la géométrie du détecteur telle qu'elle est modélisée dans Geant4.

document [Baccaro 1998].

Matériau	Composition	Densité (g/cm ³)	Indice de réfraction	Longueur d'ab- sorption à 370 nm
YAP	YAlO ₃	4,6	1,9 à 2,3	13 cm
RTV 141	estimation (polymère) SiO(CH ₃) ₂	1,02	1,4 (dépendance en λ inconnue)	1,25 cm (calculé d'après III.1.2)
verre du PMT	Utilisation du matériau standard GLASS Geant4		1,5 à 1,64 [Refracti- veIndex]	14 m

Tableau III.1.1 – Récapitulatif des matériaux utilisés pour modéliser le détecteur YAP.

Le tableau III.1.2 détaille les propriétés de scintillation du cristal YAP. Les valeurs sont tirées de trois sources traitant de la scintillation dans le YAP : [Gou et al. 2002], [Moses et al. 2008] et [SpiSupplies].

Surfaces optiques Le tableau III.1.3 montre la façon dont on a codé l'ensemble des surfaces optiques. On décide de ne pas tenir compte de l'efficacité quantique de détection du PMT, c'est la raison pour laquelle tous les photons incidents sont absorbés sur la photocathode. Cela revient à considérer que tous ces photons sont détectés. On ne connaît pas l'efficacité de détection de ces PMTs et de toute façon ce sont les phénomènes en amont (collection de lumière) qui nous intéressent. Le comportement du revêtement en aluminium a été mesuré grâce au spectrophotomètre Varian équipé de sa sphère intégrante (voir chapitre I.2). Le résultat de la mesure est visible sur la figure III.1.3.

1.1. MODÉLISATION DU DÉTECTEUR YAP UTILISÉ DANS GEANT4

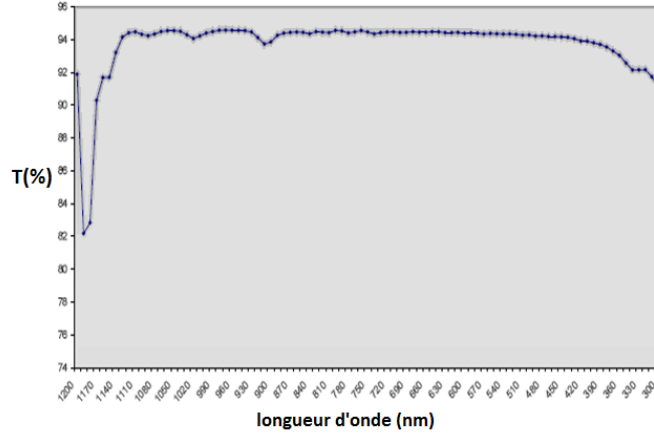


FIGURE III.1.2 – Courbe de transmittance interne du RTV 141, donnée par le fournisseur pour une épaisseur de 1 mm de joint optique.

Paramètre Geant4	Signification	Valeur pour le YAP
SCINTILLATION YIELD	Nombre moyen de photons lumineux émis par MeV d'énergie déposée	10 000
RESOLUTION SCALE	Facteur de dégradation de la résolution en énergie. Le nombre de photons émis est tiré aléatoirement dans une gaussienne centrée sur SCINTILLATION YIELD. énergie déposée , et de largeur RESOLUTION SCALE. $\sqrt{n \text{ moyen de photons}}$.	1
FAST COMPONENT	Spectre de la lumière émise lors de la première étape de la scintillation (prompt)	piqué à 370 nm
SLOW COMPONENT	Spectre de la lumière émise lors de la deuxième étape de la scintillation (delayed)	piqué à 370 nm
FAST TIME CONSTANT	Constante de décroissance de l'émission lumineuse prompte τ_f	24,05 ns
SLOW TIME CONSTANT	Constante de décroissance de l'émission lumineuse tardive τ_s	87 ns
YIELD RATIO	Poids de l'émission lumineuse prompte dans l'émission lumineuse totale	81,6%
BIRKS CONSTANT	Saturation de l'émission lumineuse lorsque l'électron perd en vitesse et dépose de plus en plus d'énergie dans le milieu	0,0156 mm/MeV

Tableau III.1.2 – Modélisation de la scintillation dans Geant4 et valeurs correspondantes pour le cristal YAP.

1.2. EFFICACITÉ DE COLLECTION DE LUMIÈRE DANS LES DÉTECTEURS YAP

Surface optique	Modèle	État de surface	Réflexivité
YAP \leftrightarrow Air Air \rightarrow Alu	Glisur Unified	Lisse par défaut Ground (rugueux)	Calculée d'après Fresnel Réflexion diffuse = 55%, Réflexion spéculaire = 25%, Absorption = 20%
YAP \leftrightarrow RTV141	Unified	Polished (lisse)	Calculée d'après Fresnel
YAP \leftrightarrow verre	Unified	Polished (lisse)	Calculée d'après Fresnel
YAP \rightarrow photocathode	Unified	GroundFrontPainted	Absorbante à 100%

Tableau III.1.3 – Surfaces optiques telles que codées dans le modèle Geant4.

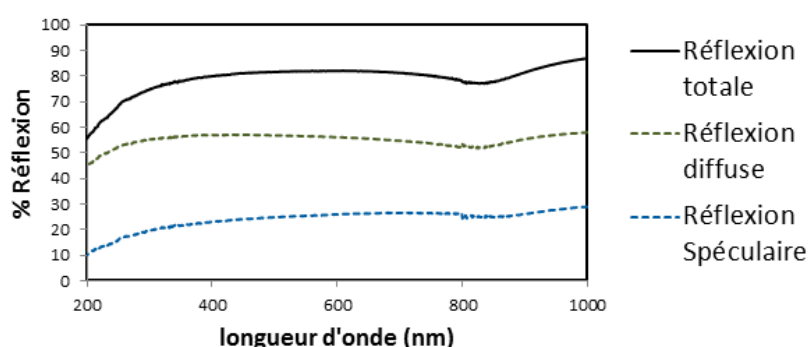


FIGURE III.1.3 – Courbes de réflexion spéculaire et diffuse du revêtement en aluminium utilisé autour du cristal YAP.

Visualisation On peut maintenant tester le modèle, en visualisant le détecteur en coupe, avec la trace des particules (figure III.1.4). Pour les besoins de la visualisation, le rendement de scintillation a été artificiellement abaissé, afin de ne pas voir trop de traces de photons optiques qui auraient rendu la figure illisible. On retrouve sur la figure les différents composants du détecteur. Tout à gauche, en noir : la photocathode et la fenêtre en verre du PMT. En rouge, le joint optique. Puis, de l'extérieur à l'intérieur : en vert, le revêtement en aluminium, en noir, la couche d'air, et en bleu, le contour du cristal YAP. Les traces bleues foncé représentent les photons γ de 511 keV, tandis que celles bleues clair représentent les photons lumineux.

1.2 Efficacité de collection de lumière dans les détecteurs YaP

Estimation du nombre moyen de photons optiques détectés

L'ajustement gaussien du pic photoélectrique de la figure III.1.5 indique que dans le cas où le photon γ est absorbé par effet photoélectrique, alors il y a en moyenne 912 photons lumineux qui vont jusqu'à la surface de la photocathode. En estimant l'efficacité de détection du PMT de l'ordre de 20%, cela signifie que 182 photons sont détectés. C'est ce chiffre que l'on cherche à améliorer en optimisant la collection de lumière dans le détecteur.

1.2. EFFICACITÉ DE COLLECTION DE LUMIÈRE DANS LES DÉTECTEURS YAP

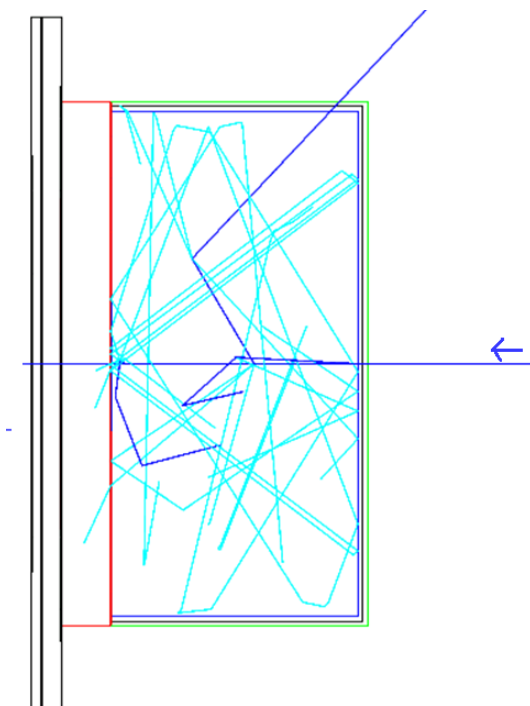


FIGURE III.1.4 – Visualisation en coupe du modèle de détecteur YAP.

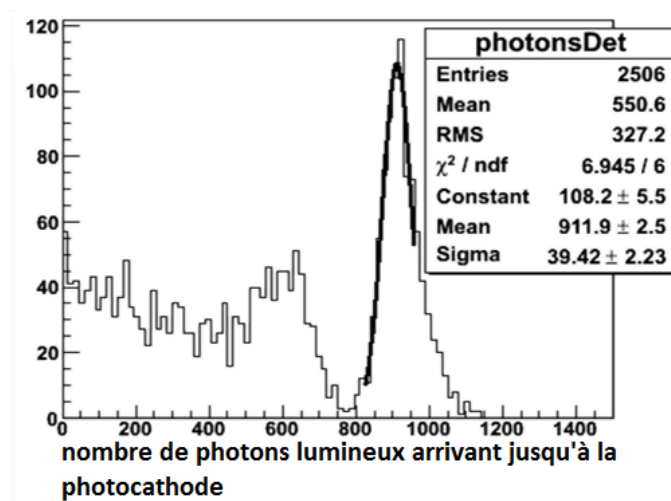


FIGURE III.1.5 – Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un évènement γ qui interagit dans le cristal YAP.

Origine des pertes lumineuses

Grâce au modèle de détecteur YAP construit auparavant, il est possible d'identifier les processus à l'origine des pertes lumineuses dans le détecteur. Pour cela, on trace un histogramme représentant le nombre de photons lumineux absorbés dans chaque matériau et interface optique du détecteur (figure III.1.6). Sur cette figure, les matériaux sont en majuscule, tandis que les interfaces sont représentées par des flèches entre deux matériaux en minuscule. "OUT OF TOP" désigne les photons lumineux qui sortent du volume de la simulation et ne sont plus suivis par Geant4.

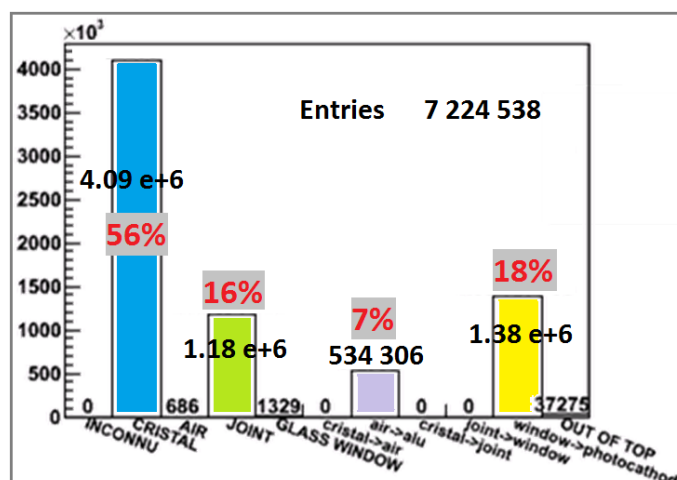


FIGURE III.1.6 – Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP : nombre de photons lumineux absorbés au cours d'un run, pour chaque matériau ou interface optique du détecteur.

On remarque que seulement 18% des photons lumineux émis arrivent jusqu'à la photocathode du PMT. Si on suppose une efficacité de détection du PMT de l'ordre de 20%, cela signifie que seulement 3,6% des photons produits par le cristal seront détectés. On comprend alors la nécessité d'améliorer la collection de la lumière dans le détecteur.

Les trois processus majeurs dans la perte de lumière sont les suivants :

- En premier, l'auto-absorption des photons lumineux par le cristal YAP lui-même (56%). Cette auto-absorption pourrait être diminuée en utilisant un cristal plus petit, moins épais.
- En second, l'absorption de la lumière par le joint optique (16%). Pour remédier à cela, il faut trouver un joint dont l'indice de réfraction permet au mieux d'adapter les indices entre le cristal et la photocathode. On recherchera également un joint plus transparent et/ou à diminuer l'épaisseur du joint.
- Enfin, 7% des photons émis sont absorbés à la surface sur revêtement en aluminium. Un autre type de revêtement pourrait peut-être donner de meilleurs résultats.

Chapitre 2

Optimisation de la collection de lumière dans le détecteur YaP

Afin de minimiser les pertes de lumière dans le détecteur on teste plusieurs améliorations possibles. Elles ont toutes pour but de diminuer l'absorption de la lumière et/ou d'améliorer le couplage optique du cristal scintillant vers la photocathode du PMT. Pour cela, il faut des matériaux transparents, et d'indice optiques proches les uns des autres pour diminuer les réflexions de Fresnel.

2.1 Effet de différentes possibilités d'optimisation sur la collection de lumière

Remplacement du joint optique

L'indice de réfraction du cristal étant de 1,9 (minimum) et celui de la fenêtre du PMT autour de 1,5, il faut dans l'idéal un joint optique entre les deux dont l'indice est compris entre celui du cristal et celui du verre BK7. Cela permet de minimiser les réflexions des Fresnel aux interfaces cristal \rightarrow joint et joint \rightarrow verre (pour rappel, le coefficient de réflexion de Fresnel entre deux milieux 1 et 2 est défini comme $R(\%) = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2}$).

Dans le détecteur actuel, le joint optique à un indice de réfraction autour de 1,4. Il faut donc trouver un matériau d'indice plus élevé, dans l'idéal tout aussi transparent voire plus. Le matériau proposé est le polymère LS 6257 de NuSil Technologies, dont les propriétés optiques sont détaillées figure III.2.1. Il est bien transparent au delà de 450 nm, et son indice de réfraction autour de 1,55 convient à notre besoin.

On code donc les propriétés optiques de ce matériau dans le modèle Geant4, en gardant la même composition que le RTV 141 (peu d'importance pour les processus que l'on cherche à étudier). A la place de 5 mm, on ne met que 1 mm d'épaisseur, afin de minimiser l'absorption.

L'ajustement gaussien du pic photoélectrique de la figure A.18 (en annexe) indique que dans le cas où le photon γ est absorbé par effet photoélectrique, alors il y a en moyenne 1430 photons lumineux qui vont jusqu'à la surface de la photocathode. Le remplacement du joint optique permet donc de passer de 912 à 1430 photons lumineux détectés pour un dépôt total d'énergie du γ 511 keV dans le YAP.

Le pourcentage de photons arrivant jusqu'à la photocathode atteint maintenant les 29%, alors qu'il était seulement de 18% avec l'ancien joint optique. Les pertes de lumière

2.1. EFFET DE DIFFÉRENTES POSSIBILITÉS D'OPTIMISATION SUR LA COLLECTION DE LUMIÈRE

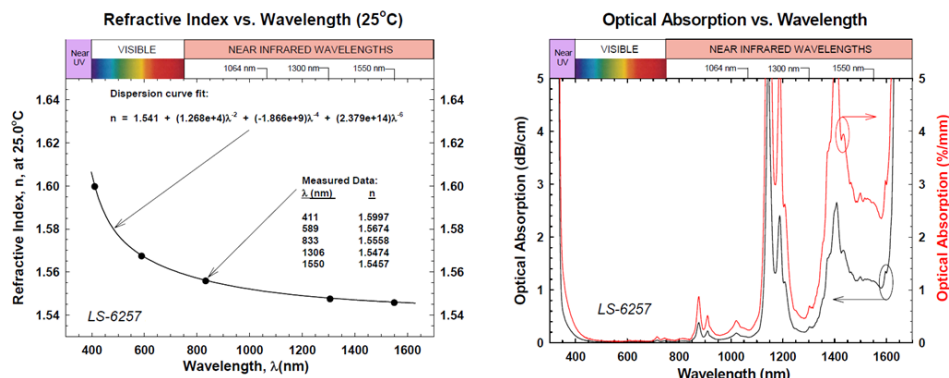


FIGURE III.2.1 – Indice de réfraction et absorption du matériau envisagé pour remplacer le joint optique RTV 141 (données issues de la documentation NuSil).

dans le joint optique passent de 16% à seulement 2%. Cette optimisation est donc très efficace. L'histogramme détaillé est disponible en annexe : figure A.19.

Taille du photomultiplicateur

On désire acheter des PMTs neufs dont on connaîtrait l'efficacité quantique de détection : 25% à 370 nm (émission de scintillation du YAP). On a trouvé des PMTs rapides (temps de montée 1,8 ns et TTS = 106 ps 1σ). Leur limitation principale est la taille de la fenêtre et de la photocathode : elles ont un diamètre de seulement 46 mm (pour la photocathode) et 51 mm (pour la fenêtre), soit un peu moins que le diamètre de notre cristal YAP actuel. Utiliser ce PMT va donc générer des pertes lumineuses dues à la géométrie du détecteur, et on doit les quantifier pour savoir si on peut se permettre de l'acheter ou non.

On modélise donc la géométrie présentée sur la figure III.2.2. De droite à gauche : en gris clair, la couche d'aluminium qui recouvre le cristal scintillant. Celui-ci, interne, n'est pas visible sur la figure. En bleu, le joint optique, d'épaisseur 1 mm. En gris foncé, la fenêtre du PMT, d'épaisseur 2 mm. Enfin, en violet, la photocathode du PMT.

La simulation donne les résultats suivants :

- Pour un évènement γ 511 keV qui dépose toute son énergie par effet photoélectrique, on collecte en moyenne 1193 photons lumineux à la photocathode du nouveau PMT, alors qu'on en collectait 1430 avec l'ancien. La différence existe mais ne domine pas la collection des photons.
- Le pourcentage de photons lumineux sortant du détecteur passe de 1% (ancien PMT) à 5% (nouveau PMT), ce qui conduit à une moins bonne collection des photons (on passe de 29% à 24%). L'histogramme détaillé est disponible en annexe : figure A.20.

A l'avenir, on décide donc d'acheter ce nouveau PMT rapide, même si celui-ci conduit à une faible perte dans la collection de la lumière de scintillation.

État de surface du cristal scintillant

Nous avons jusqu'à présent adopté les paramètres par défaut de Geant4 pour coder la surface entre le cristal YAP et l'air à l'extérieur de celui-ci. Cela signifie une surface lisse, et

2.1. EFFET DE DIFFÉRENTES POSSIBILITÉS D'OPTIMISATION SUR LA COLLECTION DE LUMIÈRE

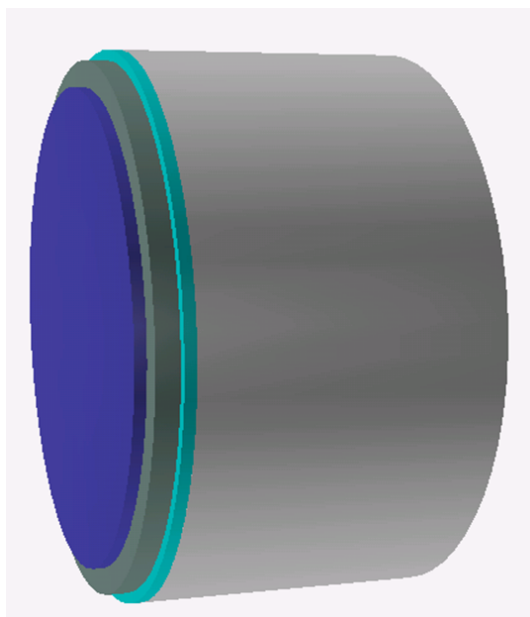


FIGURE III.2.2 – Visualisation de la nouvelle géométrie du détecteur YAP telle que est modélisée dans Geant4.

l'utilisation du modèle de Glisur qui calcule le pourcentage de photons réfléchis en fonction des indices de réfraction des deux milieux (selon les lois de Fresnel).

En réalité, on sait que la surface du cristal scintillant est plutôt rugueuse (hormis la face qui communique avec le PMT). On change donc le code dans le modèle Monte Carlo.

Cas d'une surface de cristal très rugueuse

La rugosité d'une surface est codée dans Geant4 par un paramètre $\sigma(\alpha)$, qui matérialise l'écart-type de la fonction gaussienne donnant la distribution de l'angle entre la normale au dioptré et celle des micro-facettes de la surface. Ce paramètre est expliqué schématiquement sur la figure III.2.3.

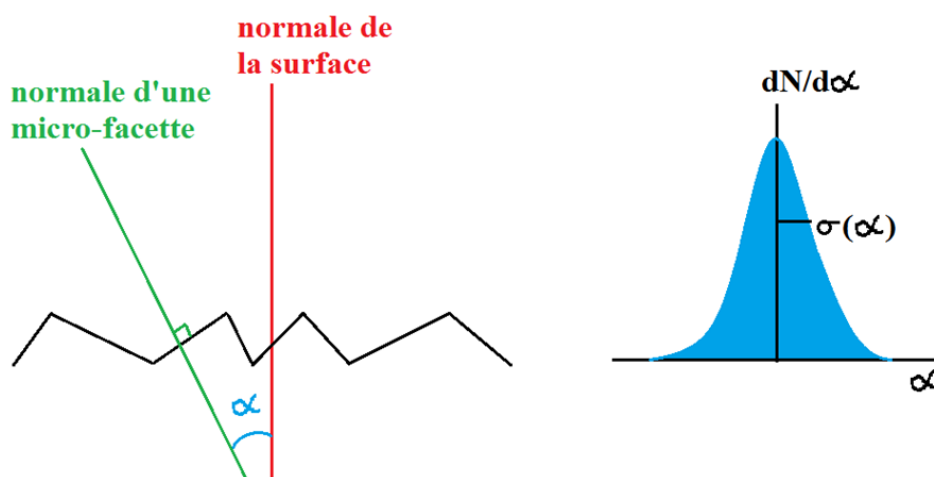


FIGURE III.2.3 – Schéma de principe illustrant la définition du paramètre $\sigma(\alpha)$ pour définir la rugosité d'une surface dans Geant4.

2.1. EFFET DE DIFFÉRENTES POSSIBILITÉS D'OPTIMISATION SUR LA COLLECTION DE LUMIÈRE

On choisit le modèle unifié et une valeur de $\sigma(\alpha)$ de 60° , ce qui correspond à une surface très rugueuse.

La simulation montre que :

- Pour un évènement γ 511 keV qui dépose toute son énergie par effet photoélectrique, on collecte en moyenne 1655 photons lumineux à la photocathode du PMT lorsque la surface du cristal est rugueuse (figure A.21 en annexe), alors qu'on en collectait 1193 avec un cristal lisse. La rugosité du cristal sur les faces latérales et arrière améliore donc la collection de la lumière.
- La quantité de photons lumineux absorbés dans le revêtement en aluminium passe de 17% (avec un cristal lisse) à 7% (avec un cristal rugueux), ce qui conduit à une meilleure collection des photons (on passe de 24% à 34%)(figure A.22 en annexe). En effet, une surface rugueuse conduit à une réflexion diffuse, et donc à un changement d'angle d'incidence entre deux réflexions consécutives. Le photon optique ne peut donc pas, dans le cas d'une surface de détecteur rugueuse, répéter sa trajectoire à l'identique lors d'une succession de réflexions totales. Il a donc, statistiquement, plus de chances de finir par être détecté.

On déduit de cette simulation que la rugosité des faces latérales et arrière du cristal permet de mieux réfléchir les photons lumineux et favorise donc la collection de lumière. Néanmoins, les chiffres issus de ce modèle ne sont pas fiables dans le sens où on ne connaît pas réellement la rugosité du cristal. Il est probable qu'elle soit beaucoup plus faible que ce qu'on a implémenté.

Cas d'une surface rugueuse et peinte en blanc

Sur les conseils des fabricants de cristaux scintillants, on teste l'option d'une surface rugueuse et peinte en blanc. On utilise alors un type de surface défini dans Geant4 qui se nomme "GroundFrontPainted", ce qui signifie qu'il y a seulement deux options lorsqu'un photon arrive à cette surface : soit il est réfléchi (de manière diffuse car la surface est rugueuse), soit il est absorbé. On suppose en première approximation une peinture blanche réfléchissante à 80%, et donc absorbante à 20%. On peut alors enlever le revêtement en aluminium, qui ne sert plus à rien puisque les photons lumineux ne peuvent plus sortir du cristal.

On obtient les résultats suivants :

- Pour un évènement γ 511 keV qui dépose toute son énergie par effet photoélectrique, on collecte en moyenne 1350 photons lumineux à la photocathode du PMT avec une surface rugueuse peinte en blanc(figure A.23 en annexe), alors qu'on en collectait 1193 avec un cristal lisse.
- La quantité de photons absorbés à l'interface YAP \rightarrow air passe de 0 à 26% (car cette surface est absorbante à 20%). Tout cela conduit à une meilleure collection des photons (on passe de 24% à 27% entre le cristal lisse avec revêtement d'aluminium et le cristal rugueux peint en blanc)(figure A.24 en annexe).

On gardera donc cette idée pour les futurs cristaux, qui devront être le plus rugueux possibles et peints en blanc. Le taux de réflexion de la peinture blanche (ici, 80%), sera sans doute meilleur que ce qu'on a simulé.

A ce stade on a peut résumer l'ensemble des optimisations testées par le tableau III.2.1.

2.1. EFFET DE DIFFÉRENTES POSSIBILITÉS D'OPTIMISATION SUR LA COLLECTION DE LUMIÈRE

Optimisations du détecteur	Auto-absorption dans le YAP	Absorption dans le joint	Absorption à la surface du YAP	Collection de lumière a la photocathode	Nombre de photons lumineux reçus par la photocathode
Détecteur initial	56%	16%	7%	18%	912
Remplacement du joint optique	52%	2%	17%	29%	1430
Taille du PMT	52%	3%	17%	24% (4% man- quants sortent du détecteur)	1193
Cristal : surface très rugueuse	51%	3%	7%	34%	1655
Cristal : surface rugueuse peinte en blanc	39%	2%	26%	27%	1350

Tableau III.2.1 – Résultats de la simulation Monte Carlo pour les différentes optimisations testées jusqu'ici : pourcentages d'absorption des photons lumineux et collection de lumière.

Dimensions du cristal scintillant

L'auto-absorption dans le cristal YAP est la source la plus importante de pertes lumineuses. Avec la géométrie actuelle du détecteur on a 39% d'auto-absorption. On va alors tester plusieurs géométries de cristaux pour voir quelle est celle qui permet de diminuer au mieux l'auto-absorption.

La figure III.2.4 montre les différentes géométries qui ont été testées pour remplacer la géométrie actuelle du cristal (épaisseur 25 mm / diamètre 51 mm).

Le tableau III.2.2 résume les résultats obtenus pour chacune de ces géométries (pour faciliter la lecture on ne présente pas tous les histogrammes). Les géométries a et c donnent les meilleurs résultats en terme d'auto-absorption et de collection de la lumière. Néanmoins, pour garder un pouvoir d'arrêt des photons γ le meilleur possible, le cristal doit rester le plus volumineux possible. Pour sauvegarder l'efficacité de la détection dans le détecteur YAP, on choisit donc à l'avenir de travailler avec la géométrie c, plus volumineuse que la géométrie a.

Géométrie	Auto-absorption dans le YAP	Absorption à la surface du YAP (peinture blanche)	Collection de lumière a la photocathode	Nombre de photons lumineux reçus par la photocathode
Actuelle	39%	26%	27%	1350
Géométrie a	21%	30%	43%	2118
Géométrie b	32%	39%	26%	1231
Géométrie c	27%	24%	42%	2060

Tableau III.2.2 – Résultats de la simulation Monte Carlo pour les différentes géométries de cristal testées : pourcentage d'absorption des photons lumineux et collection de lumière.

2.1. EFFET DE DIFFÉRENTES POSSIBILITÉS D'OPTIMISATION SUR LA COLLECTION DE LUMIÈRE

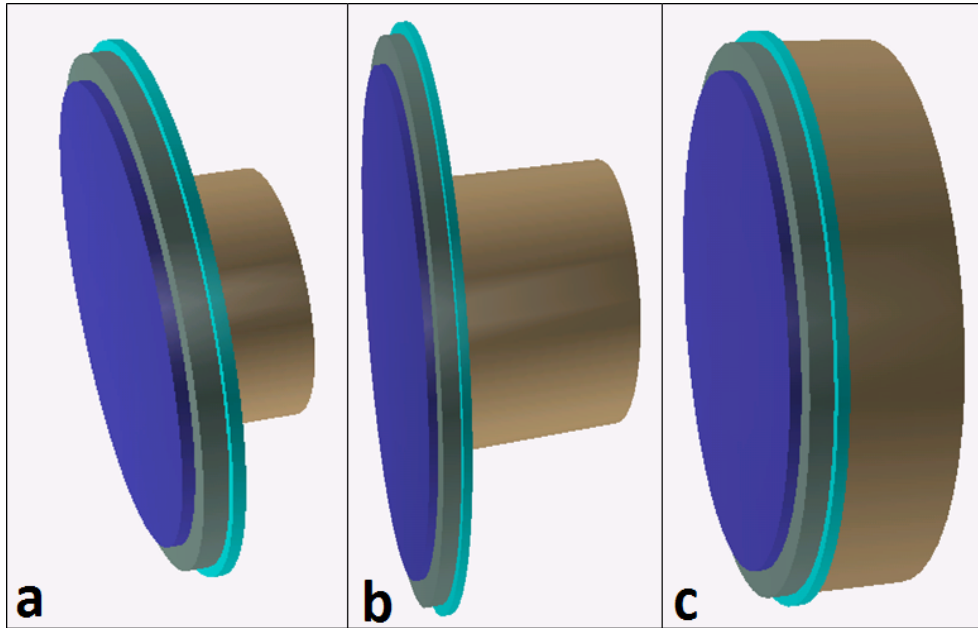


FIGURE III.2.4 – Visualisation des 3 géométries testées pour diminuer l'auto-absorption dans le cristal YAP. Géométries du cristal : a (épaisseur 10 mm / diamètre 25 mm), b (épaisseur 25 mm / diamètre 25 mm) et c (épaisseur 10 mm / diamètre 51 mm).

Revêtement en peinture blanche à base de BaSO_4

On a supposé précédemment que le cristal était peint avec une peinture blanche réfléchissante à 80%. En réalité il existe des peintures, à base de BaSO_4 , qui réfléchissent la lumière jusqu'à 97%. Un exemple d'une telle peinture est donné sur la figure III.2.5.

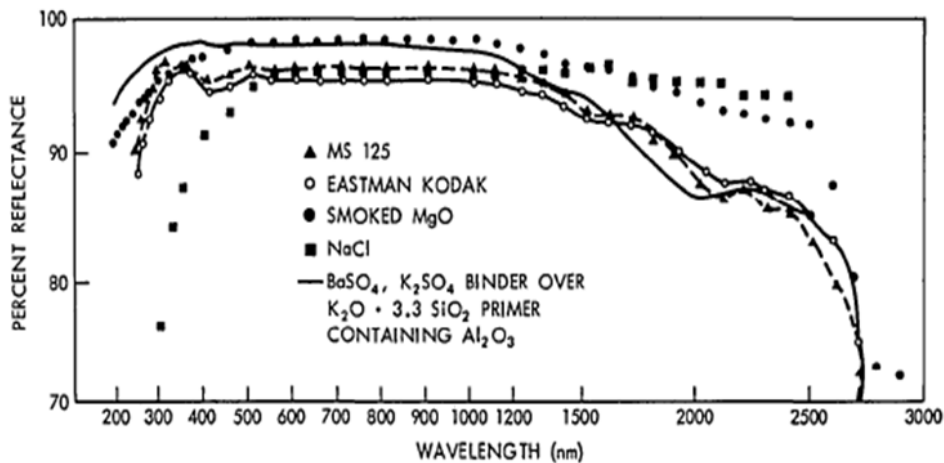


FIGURE III.2.5 – Comparaison des spectres de réflectance de différents matériaux, issue de [Schutt 1974].

On reproduit cette peinture dans Geant4 par une surface « GroundFrontPainted » réfléchissante à 97% (valeur de réflectance de la peinture autour de 370 nm).

Par rapport à l'optimisation précédente (géométrie du cristal améliorée et peinture blanche réfléchissante à 80%), on obtient les résultats suivants :

- Pour un évènement γ 511 keV qui dépose toute son énergie par effet photoélectrique,

2.2. CHOIX D'UNE GÉOMÉTRIE DE DÉTECTEUR YAP OPTIMISÉE ET ÉVALUATION DE SES PERFORMANCES PAR MONTE CARLO

on collecte en moyenne 2598 photons lumineux à la photocathode du PMT avec la peinture réfléchissante à 97% (figure A.25 en annexe), alors qu'on en collectait 2060 avec auparavant.

- La quantité de photons lumineux absorbés à l'interface YAP → air passe de 24% à 4% (car la peinture est beaucoup plus réfléchissante). Cela permet une meilleure collection des photons (on passe de 42% à 53%)(figure A.26 en annexe).

Ces résultats sont résumés dans le tableau III.2.3.

Type de peinture	Auto-absorption dans le YAP	Absorption à la surface du YAP	Collection de lumière a la photocathode	Nombre de photons lumineux reçus par la photocathode
Classique 80% réfléchissante	27%	24%	42%	2060
BaSO ₄ 97% réfléchissante	33%	4%	53%	2598

Tableau III.2.3 – Résultats de la simulation Monte Carlo pour les différentes 2 types de peinture blanche testées : pourcentages d'absorption des photons lumineux et collection de lumière.

Ce type de peinture améliore grandement la collection de la lumière dans le détecteur, c'est donc ce que l'on choisira pour le nouveau détecteur YAP.

Remarque : La dernière optimisation testée a été de remplacer le cristal de YAP par du LaCl₃, qui a un rendement de scintillation 5 fois plus important. Cependant, ce cristal est également plus absorbant, ce qui au final ne conduisait pas à une grande amélioration de la quantité de photons lumineux détectés. On a donc abandonné cette idée.

2.2 Choix d'une géométrie de détecteur YaP optimisée et évaluation de ses performances par Monte Carlo

On regroupe ici toutes les caractéristiques qui permettent d'optimiser la collection de la lumière dans le détecteur :

- Peinture blanche à base de BaSO₄ réfléchissante à 97% sur les parois du cristal
- Diminution du volume du cristal : on commande cristal neuf d'épaisseur 15 mm et de diamètre 38 mm
- Changement du joint optique : on avait proposé un joint optique d'épaisseur 1 mm, d'indice 1,6. On s'est aperçu que ce joint était très difficile à travailler en raison de sa fragilité. On passe donc à un gel optique qu'il suffira d'étaler entre la fenêtre du PMT et la surface du cristal. La couche de gel sera aussi fine que possible (on l'estime à 10 μ m dans le modèle Geant4). Le gel a pour référence OCF 452 (Nye SmartGels), et son indice de réfraction est de l'ordre de 1,56 à 370 nm. La figure III.2.6 donne les propriétés optiques de ce gel. Le matériau est bien transparent au delà de 450 nm, et son indice de réfraction autour de 1,56 correspond à notre besoin. C'est l'indice le plus haut que l'on ait trouvé tout en gardant une transparence à 380 nm. Au-delà, plus l'indice augmente, et plus la longueur d'onde de coupure augmente aussi, ce qui conduit à des matériaux jaunes.

2.2. CHOIX D'UNE GÉOMÉTRIE DE DÉTECTEUR YAP OPTIMISÉE ET ÉVALUATION DE SES PERFORMANCES PAR MONTE CARLO

On change également le PMT pour le PMT neuf et plus rapide proposé auparavant, d'efficacité quantique de détection connue (les précédents PMTs étant très vieux et n'ayant pas été étalonnés).

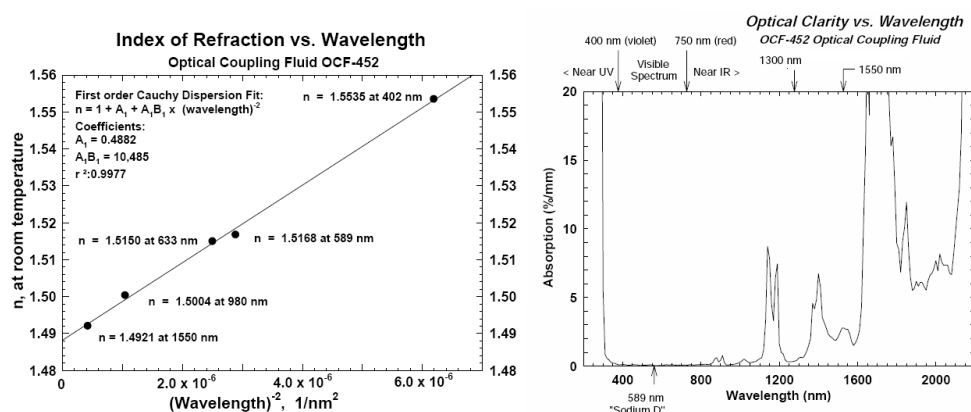


FIGURE III.2.6 – Indice de réfraction et absorption du gel optique OCF 452 (données issues de la documentation Neyco).

On modélise alors dans la simulation Monte Carlo le détecteur correspondant à ce qu'on a l'intention de construire, et qui regroupe toutes les optimisations étudiées dans le chapitre précédent (figure III.2.7).



FIGURE III.2.7 – Nouvelle géométrie du détecteur YAP, correspondant au détecteur final, et reprenant les optimisations étudiées précédemment.

Les résultats de cette simulation sont alors présentés sur les figures III.2.8 et III.2.9.

Le tableau III.2.4 permet de récapituler les différences de collection de lumière entre la version initiale du détecteur YAP et la version finale optimisée. On multiplie la collection de la lumière par un facteur 3.

En conclusion, on a minoré toutes les pertes lumineuses dans le détecteur par une série d'optimisations, ce qui a conduit à augmenter la collection de la lumière émise par scintillation d'un facteur 3. On va donc maintenant vérifier la concordance entre la collection de lumière prévue par la simulation Monte Carlo et celle que l'on peut mesurer sur le détecteur YAP optimisé réel.

2.2. CHOIX D'UNE GÉOMÉTRIE DE DÉTECTEUR YAP OPTIMISÉE ET ÉVALUATION DE SES PERFORMANCES PAR MONTE CARLO

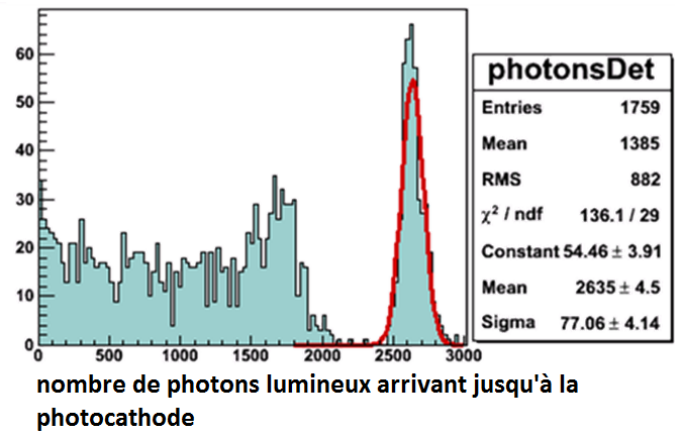


FIGURE III.2.8 – Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un évènement γ qui interagit dans le cristal (version finale).

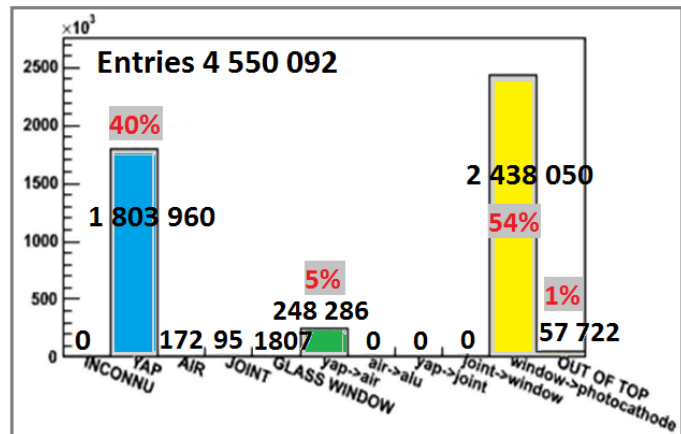


FIGURE III.2.9 – Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP : nombre de photons lumineux absorbés au cours d'un run, pour chaque matériau ou interface optique du détecteur.

Géométrie	Auto-absorption dans le YAP	Absorption dans le joint optique	Absorption à la surface du YAP (peinture blanche) ou du revêtement en aluminium	Collection de lumière à la photocathode	Nombre de photons lumineux reçus par la photocathode
Détecteur actuel	56%	16%	7%	18%	912
Détecteur optimisé	40%	≈ 0	5%	54%	2635

Tableau III.2.4 – Résultats de la simulation Monte Carlo pour le détecteur actuel et le détecteur final optimisé qui sera mis en oeuvre, en terme de pourcentage d'absorption des photons lumineux et de collection de lumière.

2.2. CHOIX D'UNE GÉOMÉTRIE DE DÉTECTEUR YAP OPTIMISÉE ET ÉVALUATION DE SES PERFORMANCES PAR MONTE CARLO

Chapitre 3

Comparaison de la collection de lumière entre les prévisions Monte Carlo et les mesures avec le cristal de YAP:Ce optimisé

Le modèle final du détecteur YAP optimisé du chapitre précédent prévoit en moyenne 2635 photons lumineux collectés à la photocathode du PMT, lorsque le photon γ de 511 keV dépose toute son énergie dans le cristal scintillant.

La documentation du PMT indique qu'à 370 nm (pic d'émission du cristal YAP), l'efficacité quantique de détection est de l'ordre de 25%. On s'attend donc à détecter approximativement 650 photon-électrons dans le pic photoélectrique à 511 keV. C'est ce chiffre que l'on cherche à vérifier sur le nouveau détecteur YAP assemblé.

3.1 Mesure de la collection de lumière sur le détecteur YAP optimisé

Pour construire le nouveau détecteur YAP on commence par étalonner le nouveau PMT. Ce PMT est commandé en deux exemplaires, car on veut bâtir deux détecteur YAP optimisés pour les placer de part et d'autre de la source radioactive. Le résultat de l'étalonnage est présenté sur la figure III.3.1, pour chacun des 2 PMTs reçus. A gauche, on trace l'amplitude du signal photo-électron. A droite, la courbe correspond à la somme du signal sur un intervalle de temps de 50 ns à partir du début du pulse. De cette façon on s'affranchit du temps de montée du PMT, qui peut modifier l'amplitude du signal alors qu'elle ne modifie pas la somme des tensions sur 50 ns (charge collectée).

Les détecteurs sont ensuite assemblés (cristal + gel optique + PMT) et montés sur le banc de mesure (figure III.3.2) :

- En voie 0 : Le détecteur optimisé est constitué d'un des nouveaux PMTs, du gel optique OCF 452, et d'un cristal YAP neuf, d'épaisseur 15 mm et de diamètre 38 mm, livré recouvert de peinture blanche réfléchissante.
- En voie 1 : Le second détecteur est constitué d'un des nouveaux PMTs, du gel optique OCF 452, et d'un de l'ancien cristal YAP que l'on a récupéré, en gardant ses dimensions initiales, et en essayant de le peindre nous-même avec une peinture

3.1. MESURE DE LA COLLECTION DE LUMIÈRE SUR LE DÉTECTEUR YAP OPTIMISÉ

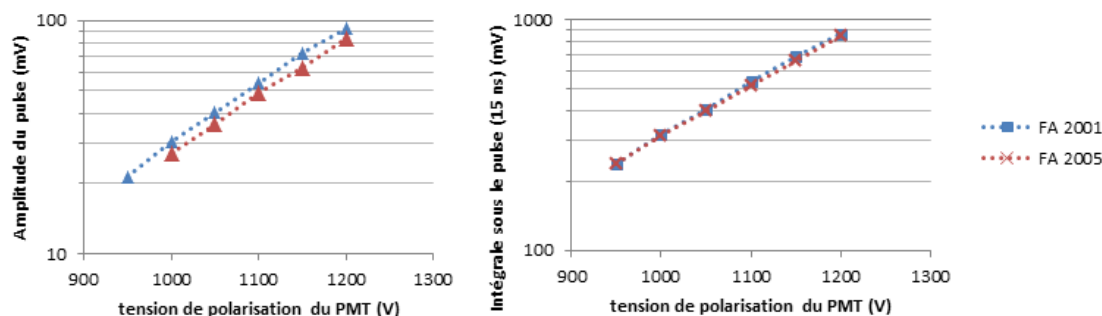


FIGURE III.3.1 – Étalonnage des 2 nouveaux PMTs pour un signal photo-électron unique.

chargée au BaSO₄.

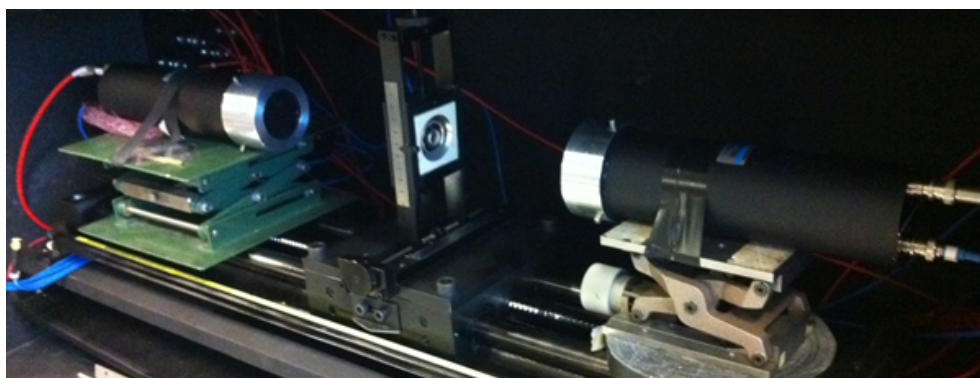


FIGURE III.3.2 – Banc de mesure, avec la voie 1 à gauche et la voie 0 (YAP optimisé) à droite. Entre les 2, la source de ²²Na émettrice de β^+ .

En raison des dimensions du cristal et de la meilleure couverture en peinture réfléchissante, on attend de meilleurs résultats pour la voie 0 en terme de collection de lumière. En procédant à une acquisition en coïncidence, on observe les signaux présentés sur la figure III.3.3. La durée des pulses est estimée à 125 ns. On remarque que, comme prévu, la voie 0 (petit cristal YAP neuf) émet des pulses beaucoup plus grands, ce qui signifie qu'elle collecte plus de photons lumineux.

On acquiert 10 000 événements en coïncidence entre les deux détecteurs, avec une fréquence d'échantillonnage de 3,2 GHz. On peut alors tracer l'histogramme de la somme des tensions sur 125 ns (charge collectée) après le début du pulse (figure III.3.4).

Pour connaître le nombre de photons lumineux détectés correspondant à une somme de 100 V.ns (sur la durée du pulse 125 ns), il faut utiliser la courbe d'étalonnage des PMTs.

Néanmoins, les conditions d'acquisition ne sont pas exactement les mêmes entre l'étalonnage et la mesure. La mesure nécessite de rajouter une atténuation de 6 dB pour éviter que le convertisseur analogique-numérique sature.

$$G(\text{atténuation}) = 20 \cdot \log\left(\frac{U_{\text{mesure}}}{U_{\text{étalonnage}}}\right) = -6 \text{ dB}$$

$$U_{\text{étalonnage}} = U_{\text{mesure}} \cdot 10^{3/10} = 1,99526231 \cdot U_{\text{mesure}}$$

La valeur comparée n'étant que la somme des tensions mesurées sur un intervalle de temps (avec la même fréquence d'échantillonnage), on peut appliquer ce facteur correctif à la somme toute entière. Sans atténuation, on aurait donc mesuré un pic photoélectrique à 200V.

3.1. MESURE DE LA COLLECTION DE LUMIÈRE SUR LE DÉTECTEUR YAP OPTIMISÉ

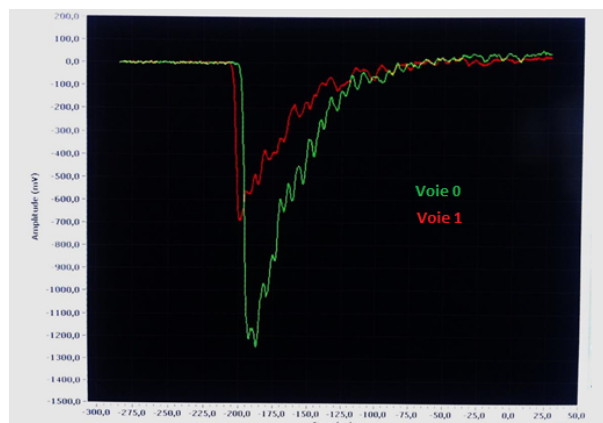


FIGURE III.3.3 – Visualisation des signaux des deux détecteurs YAP sur le logiciel d'acquisition.

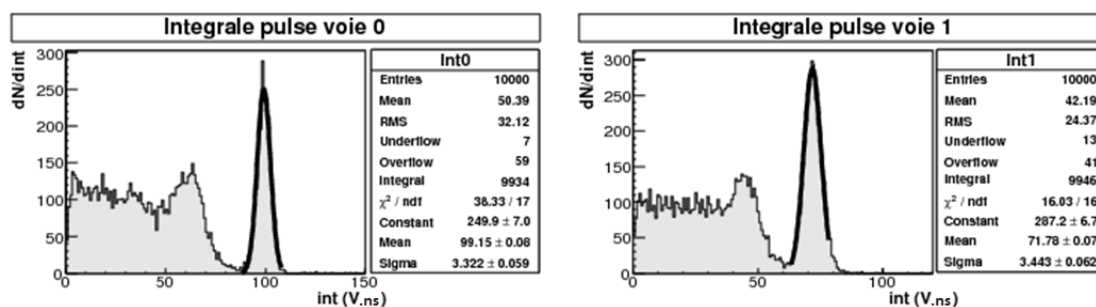


FIGURE III.3.4 – Spectre de la somme des tensions sur la durée du pulse (125 ns) des signaux acquis pour les 2 détecteurs YAP. La voie 0 correspond au YAP optimisé (petit cristal YAP neuf). Dans le pic photoélectrique, pour la voie 0, cette somme vaut en moyenne 100V.ns.

3.2. COMPARAISON DES PERFORMANCES MESURÉES AVEC LES PERFORMANCES ATTENDUES PAR LE MONTE CARLO

Lors de la mesure, la tension d'alimentation du PMT est de 800V. On extrapole donc la courbe d'étalonnage du PMT et, à cette tension d'alimentation, on trouve une valeur d'intégrale de 109,5 mV pour un photo-électron unique. Cela signifie que l'on détecte, dans le pic photoélectrique en voie 0, $\frac{200}{0,1095} = 1830$ **photo-électrons**.

3.2 Comparaison des performances mesurées avec les performances attendues par le Monte Carlo

Collection de la lumière

On détecte autour de 1830 photons lumineux alors que le Monte Carlo prévoyait autour de 650. C'est presque 3 fois plus. On cherche alors à comprendre l'erreur de modélisation. En fait, on a supposé le rendement de scintillation du cristal de YAP à 10 000 photons/MeV, comme n'importe quel YAP "de base", mais il se trouve que le cristal qu'on a commandé est un YAP:Ce ayant un rendement de scintillation de 70% celui du NaI(Tl) (voir documentation du fabricant [Crytur]), soit environ 25 000 photons/MeV. On refait donc une simulation en modifiant ce paramètre uniquement. Les figures III.3.5 et III.3.6 donnent le résultat de cette simulation.

Sur la figure III.3.5 on observe, pour un dépôt total de l'énergie du γ 511 keV, une moyenne de 12 240 photons de scintillation émis.

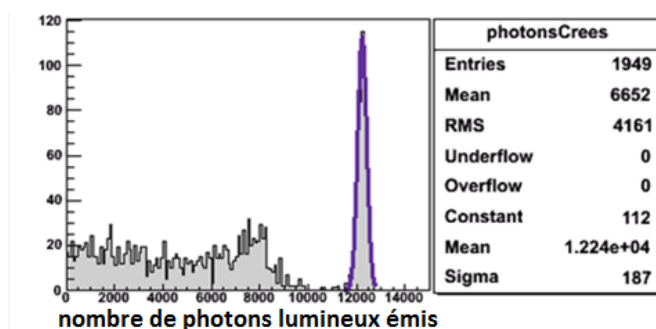


FIGURE III.3.5 – Nombre de photons lumineux émis par le cristal YAP par événement γ qui interagit dans le cristal.

Sur la figure III.3.6, l'ajustement gaussien du pic photoélectrique indique que dans le cas où le photon γ est absorbé par effet photoélectrique, alors il y a en moyenne 6512 photons lumineux qui vont jusqu'à la surface de la photocathode. Il y a donc 53,2% des photons émis qui sont collectés à la photocathode. En supposant toujours une efficacité quantique de détection de 25%, on obtient 1625 photons lumineux détectés. On est déjà beaucoup plus proche de la valeur mesurée (1830).

L'écart relatif du modèle Monte Carlo par rapport à la mesure est de $\frac{1830-1625}{1625} = 13\%$. Cette légère sous-estimation de la détection de lumière dans le modèle peut s'expliquer par plusieurs incertitudes :

- Tout d'abord, on estime le rendement de scintillation du YAP entre 25 000 ph/MeV et 28 000 ph/MeV (selon les valeurs trouvées pour le NaI(Tl), qui diffèrent d'une source à l'autre). On a ici utilisé comme modèle la valeur basse de rendement de scintillation, ce qui peut expliquer la différence observée avec la mesure.
- L'efficacité quantique de détection du PMT, issue des données constructeurs, peut

3.2. COMPARAISON DES PERFORMANCES MESURÉES AVEC LES PERFORMANCES ATTENDUES PAR LE MONTE CARLO

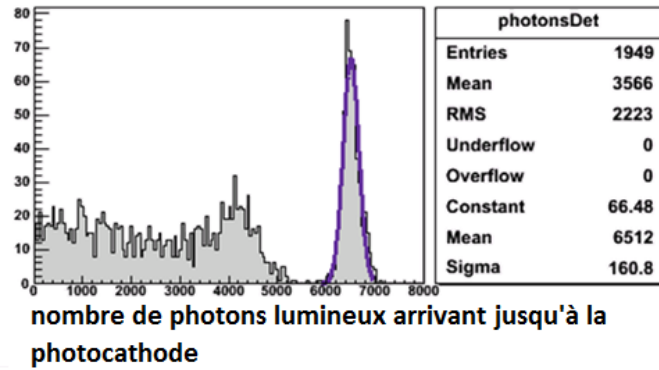


FIGURE III.3.6 – Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un évènement γ qui interagit dans le cristal.

également être un peu sous-estimée, de façon à garantir à l'utilisateur des performances "au moins égales" à celles promises par les fiches techniques.

- Enfin, l'extrapolation de la courbe d'étalonnage des PMTs à 800V est incertaine. Malheureusement, il est impossible de mesurer directement le gain du PMT à 800V, car le pic de signal photo-électron unique se confond dans la descente de bruit.

Résolution en énergie

Résolution en énergie mesurée La figure III.3.4 permet la mesure de la résolution en énergie du nouveau détecteur YAP optimisé. L'ajustement gaussien donne un écart-type $\sigma = 3,322$ canaux, soit une largeur à mi-hauteur $FWHM = 7,8$ canaux. La résolution en énergie sur le pic 511 keV est alors de 7,9% FWHM.

Sous l'hypothèse que cette largeur est dominée par la fluctuation de statistique du nombre de photo-électrons produits à la photocathode du PMT, on peut estimer le rendement de scintillation du cristal, en considérant que :

- Le rendement de collection de lumière est de l'ordre de 53,2% entre l'émission dans le cristal et la photocathode du PMT.
- L'efficacité quantique de détection à la photocathode est de l'ordre de 25%.

La résolution en énergie mesurée $R_{mes} = 7,9\%$ ($FWHM$) correspond à une résolution de $R_{mes} = 3,35\%$ (σ). Cette résolution (σ), entièrement dominée par l'incertitude statistique sur le nombre de photo-électrons N , est alors calculé par $R_{mes} = \frac{\sqrt{N}}{N}$, ce qui donne $N = 888$ photo-électrons. En tenant compte de l'efficacité de collection de lumière et de l'efficacité quantique de détection du PMT, cela correspond à une émission d'environ 6 680 photons lumineux pour un γ de 511 keV détecté, soit un rendement de scintillation d'environ 13 000 photons/MeV.

Résolution en énergie attendue Le modèle Monte Carlo nous permet cependant une interprétation plus précise. En effet, le modèle utilise un rendement de scintillation du cristal de YAP de 25 000 photons/MeV et permet de dissocier deux composantes de la résolution en énergie.

Composante statistique D'après l'ajustement gaussien de la figure III.3.6 il y a en moyenne 6512 photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode. La largeur purement

3.2. COMPARAISON DES PERFORMANCES MESURÉES AVEC LES PERFORMANCES ATTENDUES PAR LE MONTE CARLO

statistique du pic devrait alors être $\sigma = \sqrt{Moyenne} = 80,7$ photons, ce qui donnerait une résolution $R_{stat\ photons} = 1,24\%$ (σ) = $2,92\%$ ($FWHM$). En prenant en compte les 25% d'efficacité quantique de détection, on obtient alors $Moy_{photoélectrons} = 1628$, et $R_{stat\ photoélectrons} = 2,48\%$ (σ) = $5,84\%$ ($FWHM$).

En ne prenant en compte que la composante statistique de la résolution en énergie, et avec un rendement de scintillation de 25 000 photons/MeV, on s'attend donc à une résolution meilleure que ce qui a été mesuré (7,9% FWHM). On en déduit qu'il doit y avoir une autre source de dégradation de la résolution.

Composante instrumentale L'ajustement gaussien du pic photoélectrique sur la figure III.3.6 donne en effet un écart-type $\sigma_{MC} = 160,8$, supérieur à l'écart-type purement statistique calculé précédemment (80,7). Il s'agit de l'impact d'effets instrumentaux modélisés dans la simulation Monte Carlo. Par exemple, l'auto-absorption dans le cristal de YAP influe directement sur la résolution en énergie. En effet, selon la profondeur d'interaction du γ dans le cristal, la lumière émise sera plus ou moins soumise à l'auto-absorption, et il n'y aura donc pas la même quantité de photons lumineux détectés par la photocathode. Cet effet dégrade donc la résolution en énergie de la chaîne spectrométrique.

Pour quantifier cette dégradation instrumentale de la résolution en énergie, on compare $R_{stat\ photons} = 1,24\%$ (σ) calculée précédemment avec la résolution globale modélisée par Monte Carlo $R_{MC} = \frac{160,8}{6512} = 2,47\%$ (σ). On calcule alors $R_{instru} = \sqrt{R_{MC}^2 - R_{stat\ photons}^2} = 2,14\%$ (σ) = $5,03\%$ ($FWHM$).

Comparaison entre les valeurs de résolution attendue et mesurée En sommant les composantes statistique et instrumentale de la résolution en énergie, on obtient une résolution attendue $R_{attendue} = \sqrt{R_{stat\ photoélectrons}^2 + R_{instru}^2} = 7,7\%$ ($FWHM$). On est alors très proche de la valeur mesurée (7,9% FWHM). Ceci montre que nos mesures et notre modélisation sont pleinement compatibles avec le rendement de lumière de 25 000 photons/MeV et les autres paramètres des cristaux tels que annoncés par le producteur.

Conclusion sur la confrontation avec le modèle Monte Carlo

Dans l'ensemble, l'adéquation entre les mesures et le modèle Monte Carlo semble suffisante pour indiquer que les phénomènes de détection dans un scintillateur YAP ont été correctement compris et modélisés. Cela permet non seulement d'aboutir à un outil de mesure optimisé, mais également de préparer la suite du travail : modéliser et optimiser le démonstrateur optique grâce à Geant4.

Chapitre 4

Mesure de la résolution en temps du nouveau détecteur YAP optimisé

Dans les chapitres précédents, on a tout mis en oeuvre pour optimiser la collection de la lumière de scintillation dans le détecteur YAP. Mais la finalité de ce travail était avant tout d'améliorer la résolution en temps du détecteur, afin de disposer d'un outil de test plus précis pour caractériser la résolution en temps du démonstrateur optique par la suite. On rappelle que la résolution en temps initiale du détecteur YAP, avant l'optimisation, était estimée à environ 700 ps (1σ). On va maintenant effectuer de nouvelles mesures sur le détecteur amélioré, pour connaître sa résolution en temps.

4.1 Montage et matériel de test

Pour effectuer la mesure de résolution en temps du détecteur YAP optimisé, on a besoin d'un autre détecteur également bien résolu en temps, afin de le mettre en face. On utilise pour cela un détecteur LaBr_3 tronconique prêté par I. Deloncle et B. Roussière (CNSNM Orsay), dont la résolution a été mesurée, par leur soins, à 240 ps FWHM (soit 102 ps 1σ) [Deloncle et al. 2010].

Le premier travail est de vérifier que l'on retrouve la même résolution en temps pour le LaBr_3 tronconique, avec notre électronique d'acquisition et notre traitement des données. On utilise pour cela un deuxième détecteur (LaBr_3 cylindrique d'épaisseur 3 cm également prêté par leur équipe) de résolution équivalente (102 ps 1σ). Avec les résolutions attendues, on doit observer un écart-type de $\sqrt{2} * 102 = 144$ ps sur la distribution de la différence de temps de déclenchement entre les deux détecteurs LaBr_3 .

Pour cette première mesure, le montage est très simple : on place la source de ^{22}Na entre les deux détecteurs LaBr_3 , qui sont face à face. On acquiert les déclenchements en coïncidences des deux détecteurs. L'algorithme utilisé pour déterminer leur temps de déclenchement est un algorithme CFD (Constant Fraction Discriminator) numérique hors-ligne, qui reproduit le CFD analogique en-ligne utilisé au CSNSM pour les mesures de résolution en temps sur ces détecteurs.

L'algorithme est le suivant (figure III.4.1)

- D'abord on atténue le pulse d'une fraction $\text{ATT} = 20\%$, c'est-à-dire que l'on multiplie chacun des échantillons de tension mesurés par 0,2.

4.1. MONTAGE ET MATÉRIEL DE TEST

- Ensuite on retarde ce signal, d'une valeur de $\text{DELAY} = 4 \text{ ns}$.
- Enfin, on soustrait le signal atténué et retardé du signal de départ, ce qui a pour effet de créer un passage à 0 rapide, et c'est sur ce passage à 0 que l'on détermine le temps de déclenchement du détecteur. On ajoute une interpolation linéaire afin de s'affranchir de la fréquence d'échantillonnage du système d'acquisition.

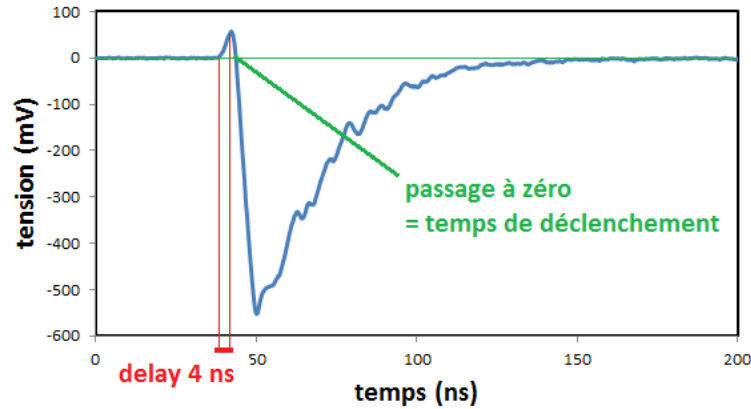


FIGURE III.4.1 – Exemple de signal obtenu après traitement CFD d'un pulse du détecteur LaBr_3 tronconique, avec un retard de 4 ns et une valeur d'atténuation de 20%.

On applique cet algorithme aux deux détecteurs, et on trace l'histogramme de la différence de temps de déclenchement entre les deux, après avoir sélectionné les événements dont l'amplitude correspond à un dépôt d'énergie de 511 keV (pic photoélectrique) dans les cristaux (figure III.4.2). L'ajustement gaussien du pic donne une valeur d'écart-type de $145,4 \text{ ps} \pm 1,8 \text{ ps}$, ce qui correspond à ce que la valeur attendue (144 ps).

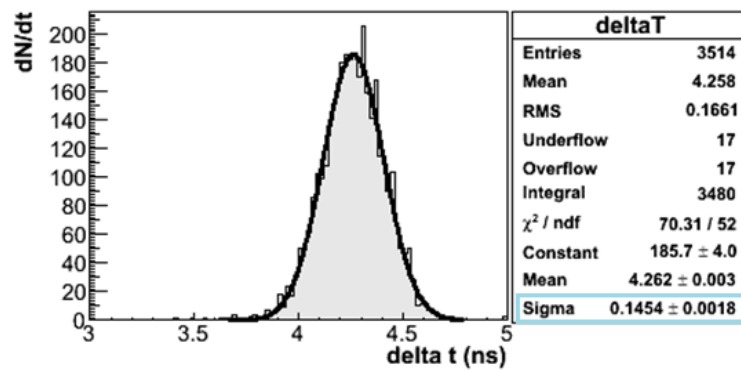


FIGURE III.4.2 – Différence de temps de déclenchement entre les deux détecteurs LaBr_3 , calculé par la méthode CFD.

Cela permet de valider notre algorithme d'analyse, et de connaître précisément la résolution en temps du détecteur LaBr_3 tronconique mesurée avec notre chaîne d'acquisition. Les deux détecteurs de LaBr_3 ayant la même résolution en temps, nous avons mesuré une résolution de $\frac{145,4}{\sqrt{2}} = 102,8 \text{ ps} \pm 1,3 \text{ ps}$ pour le LaBr_3 tronconique.

On pourra alors utiliser cette valeur précise pour connaître la résolution en temps intrinsèque du nouveau détecteur YAP optimisé.

4.2 Choix du meilleur algorithme pour déterminer le temps de déclenchement du YAP

Il existe de nombreuses manières de déterminer le temps de déclenchement d'un détecteur. Parmi elles, trois ont été testées pour le détecteur YAP, car les algorithmes sont relativement simples et donnent de bons résultats. Deux critères seront à prendre en compte pour choisir le meilleur algorithme :

- Pour obtenir une bonne résolution en temps sur de larges gammes d'énergie, le temps de déclenchement calculé doit dépendre le moins possible de l'amplitude du pulse.
- Dans notre cas, on travaille principalement sur des dépôts d'énergie de 511 keV. On pourra donc se permettre de choisir un algorithme qui implique une dépendance temps - amplitude, à condition que celui-ci donne les meilleurs résultats dans le cas particulier du dépôt d'énergie de 511 keV.

On travaille sur des prises de données correspondant au montage suivant : le LaBr₃ tronconique et le YAP sont positionnés face à face, avec la source ²²Na entre les deux, et on déclenche sur les coïncidences entre les deux détecteurs. Le PMT du détecteur YAP est alimenté par une tension de polarisation de -1200V. Le temps de déclenchement du détecteur de LaBr₃ tronconique est toujours calculé avec la méthode de discrimination à fraction constante (CFD) explicitée dans le paragraphe précédent.

Seuil simple fixe

On commence par l'algorithme le plus simple pour déterminer le temps de déclenchement du détecteur YAP. On choisit un seuil fixe de 30 mV, et on mesure le temps auquel le signal franchit ce seuil (avec interpolation linéaire pour s'affranchir de la fréquence d'échantillonnage du système d'acquisition).

Les résultats de ce test sont présentés sur la figure III.4.3. L'ajustement gaussien donne une valeur d'écart-type de 144,8 ps, ce qui correspond à une résolution intrinsèque du YAP de 102 ps (événements dont l'amplitude correspond au pic photoélectrique 511 keV). En revanche, la deuxième courbe montre une très forte dépendance entre l'amplitude du pulse du YAP et le retard calculé, ce qui dégrade fortement la résolution en temps sur une large gamme d'amplitudes. C'est la raison pour laquelle on va mettre en oeuvre le CFD, pour tenter de s'affranchir de cette dépendance temps - amplitude.

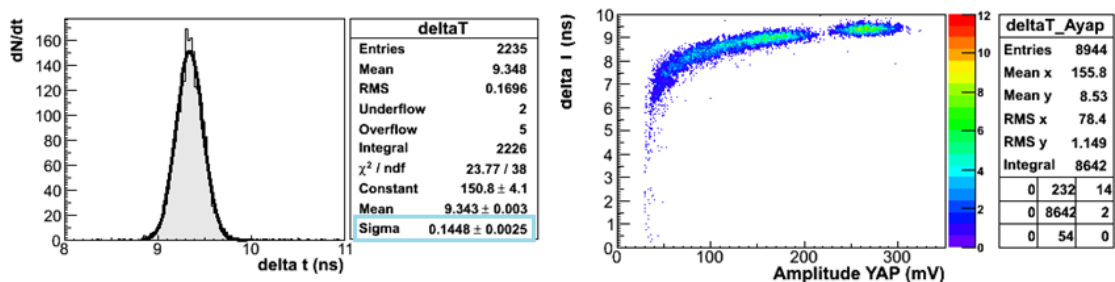


FIGURE III.4.3 – Différence de temps de déclenchement entre le LaBr₃ tronconique et le YAP (calcul avec un seuil fixe).

4.2. CHOIX DU MEILLEUR ALGORITHME POUR DÉTERMINER LE TEMPS DE DÉCLENCHEMENT DU YAP

Algorithme CFD classique

On utilise alors l'algorithme CFD pour calculer le temps de déclenchement du YAP. Plusieurs tests ont été faits pour déterminer les meilleurs paramètres du CFD (retard et atténuation). Le meilleur résultat est obtenu avec un retard de 3 ns et une atténuation de 40%. Le résultat est présenté sur la figure III.4.4. L'ajustement gaussien donne une valeur d'écart-type de 182,3 ps, ce qui correspond à une résolution intrinsèque du YAP de 150,6 ps (événements dont l'amplitude correspond au pic photoélectrique 511 keV). La deuxième courbe montre qu'il n'y a plus de dépendance entre l'amplitude du pulse du YAP et le retard calculé, ce qui permet de conserver la résolution en temps même sur une large gamme d'amplitudes.

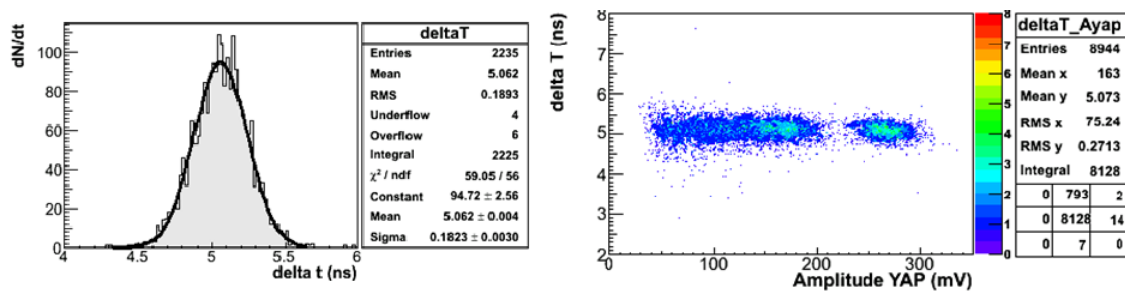


FIGURE III.4.4 – Différence de temps de déclenchement entre le LaBr₃ tronconique et le YAP (calcul avec le CFD classique).

Cet algorithme permet de s'affranchir parfaitement de l'amplitude des signaux lors du calcul du temps de déclenchement. En revanche, pour les événements dont l'amplitude correspond au pic photoélectrique 511 keV, on a une dégradation de la résolution. On obtient en effet une résolution intrinsèque du YAP de 150,6 ps, alors qu'on atteignait 102 ps avec le seuil fixe.

Algorithme CFD avec franchissement d'un seuil négatif

On essaye donc de trouver un compromis entre les deux algorithmes. Pour cela, on va garder le principe de l'algorithme CFD (avec un retard de 1 ns et une atténuation de 20%), mais au lieu de déclencher lors du passage à zéro, on déclenche lors du passage à -30 mV. La figure III.4.5 donne un exemple de signal YAP traité par cet algorithme. Plusieurs tests ont été faits pour déterminer les meilleurs paramètres à choisir pour le CFD, mais on ne présente ici que le meilleur résultat (figure III.4.6). L'ajustement gaussien du pic donne une valeur d'écart-type de 146,3 ps, ce qui correspond à une résolution intrinsèque du YAP de 104 ps (événements dont l'amplitude correspond au pic photoélectrique 511 keV). La deuxième courbe montre une dépendance entre l'amplitude du pulse du YAP et le retard calculé, mais moins importante que celle constatée avec le seuil fixe.

Cette méthode de calcul permet d'atteindre une résolution en temps intrinsèque du YAP de **104 \pm 4,7 ps (1 σ)**, ce qui se rapproche fortement du meilleur résultat obtenu sur la gamme d'amplitudes du pic photoélectrique (102 ps avec le seuil fixe). La dépendance temps - amplitude existe, mais elle est moins forte qu'avec la méthode par seuil fixe. On considère donc que cet algorithme est un bon compromis, et c'est celui que l'on utilisera pour déterminer le temps de déclenchement du YAP lors des mesures de résolution en

4.2. CHOIX DU MEILLEUR ALGORITHME POUR DÉTERMINER LE TEMPS DE DÉCLENCHEMENT DU YAP

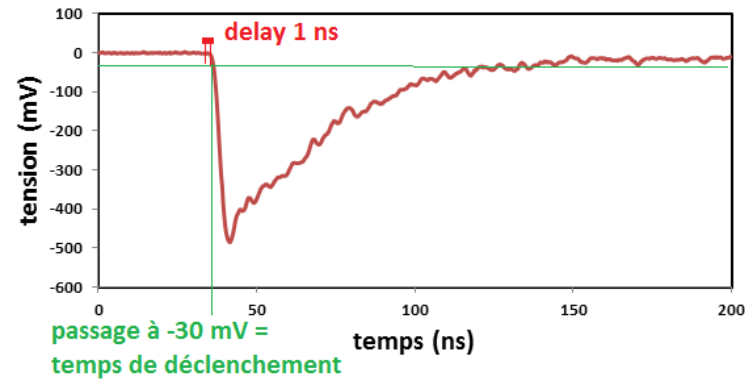


FIGURE III.4.5 – Exemple de signal obtenu après traitement CFD d’un pulse du détecteur YAP, avec un retard de 1 ns et une valeur d’atténuation de 20%.

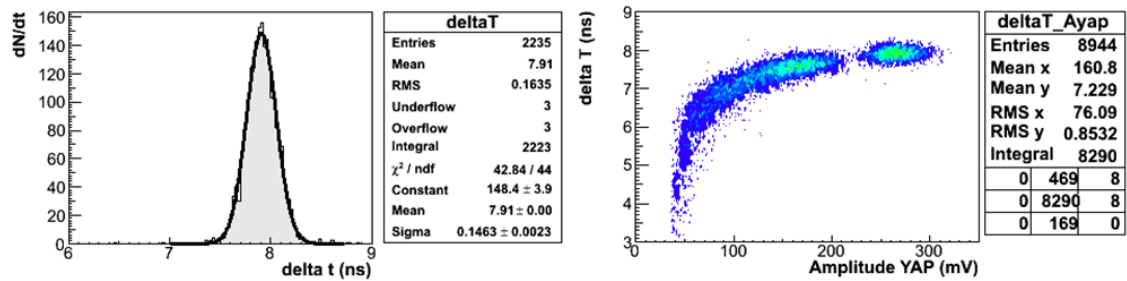


FIGURE III.4.6 – Différence de temps de déclenchement entre le LaBr₃ tronconique et le YAP (calcul avec le CFD adapté au YAP).

temps du second démonstrateur optique.

4.2. CHOIX DU MEILLEUR ALGORITHME POUR DÉTERMINER LE TEMPS DE DÉCLENCHEMENT DU YAP

Quatrième partie

Phénomènes responsables de
l'efficacité et de la résolution en
temps du démonstrateur : mise en
évidence par modèle Monte Carlo
et semi-analytique

Chapitre 1

Propriétés optiques du TMBi en fonction de la longueur d'onde

Afin de pouvoir comprendre et modéliser correctement le comportement des photons Cerenkov dans le TMBi, il faut d'abord connaître ses propriétés optiques, à savoir son indice de réfraction et son absorption. Le TMBi n'étant pas un liquide utilisé en optique, ses propriétés ne sont pas documentées. Elles ont donc été mesurées au sein du laboratoire, en travaillant sur du TMBi pur à 99,9995%. Ces mesures ont donné lieu à la publication d'un article [Ramos et al.].

1.1 Indice de réfraction

Montage expérimental

Pour mesurer l'indice de réfraction du TMBi, on a utilisé la technique de la déviation d'un faisceau lumineux par un prisme. En effet, la loi de Descartes permet de calculer l'indice d'un milieu à partir de la déviation d'un faisceau lumineux traversant ce milieu.

Pour mesurer l'indice du TMBi, on utilise une cuve prismatique en verre que l'on place de façon à ce que la face d'entrée soit parallèle à la direction du faisceau. Ce positionnement est représenté schématiquement par la figure IV.1.1. De cette façon, le faisceau lumineux n'est pas dévié à l'entrée du prisme mais il est dévié à la sortie. En mesurant l'angle de déviation avec un goniomètre (figure IV.1.2), et connaissant l'indice de l'air, il est possible de calculer l'indice du TMBi.

Relation entre l'angle mesuré et l'indice du TMBi

A partir de la figure IV.1.1, on peut écrire la relation suivante :

$$n_{TMBi} = n_{air} \cdot \sin(C) / \sin(A) \quad (1.1)$$

1.1. INDICE DE RÉFRACTION

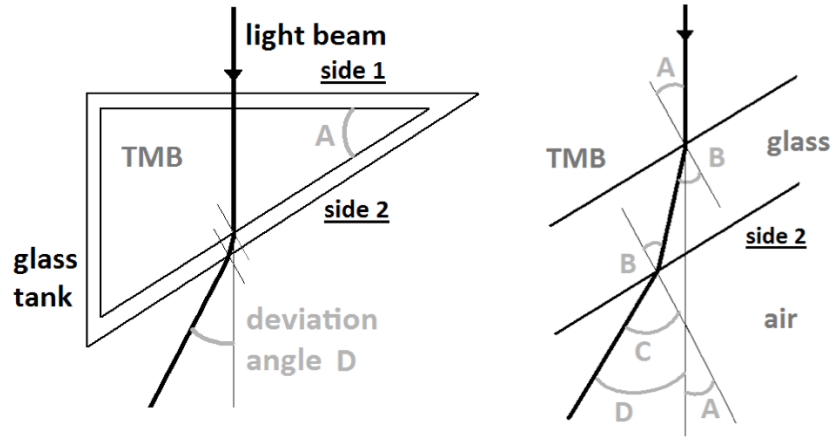


FIGURE IV.1.1 – Positionnement du prisme dans le faisceau lumineux

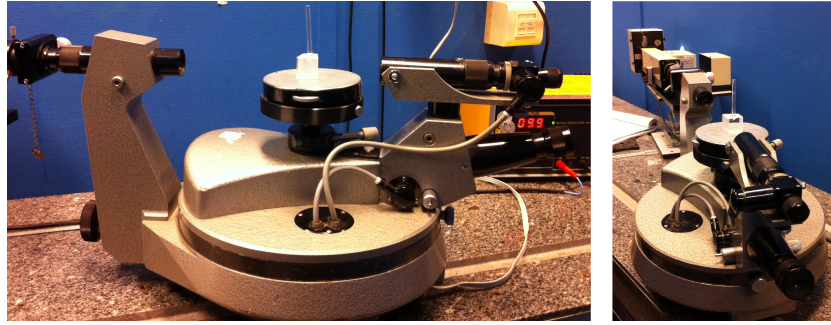


FIGURE IV.1.2 – Montage expérimental pour mesurer l'indice de réfraction du TMBi. Ici, le prisme est une cuve remplie d'eau placée sur le plateau du goniomètre, de façon à quantifier les éventuelles erreurs de mesure.

où

A est l'angle de la cuve prismatique

$$C = D + A$$

n_{TMBi} est l'indice de réfraction du TMBi

$n_{air} = 1$ est l'indice de réfraction de l'air

Cette relation permet, connaissant l'indice de l'air, l'angle de la cuve et l'angle de déviation du faisceau (D), de remonter à l'indice du TMBi. L'épaisseur du verre de la cuve n'entre pas dans le calcul car les parois de la cuve se comportent comme des lames à faces parallèles : elles décalent la position du faisceau dans l'espace mais ne modifient pas sa direction, or c'est bien la direction qui est mesurée avec le goniomètre et qui permet de calculer l'indice du liquide.

L'incertitude sur l'indice de réfraction se calcule alors de la façon suivante (équation (1.2)) :

$$\Delta n_{TMBi} = \frac{n_{air}}{\sin(A)} [\cos(C) \cdot \Delta D + \frac{\sin(D)}{\sin(A)} \Delta A] \quad (1.2)$$

1.1. INDICE DE RÉFRACTION

Erreurs systématiques

Le goniomètre utilisé possède des graduations pour chaque minute d'arc. Il en résulte que l'erreur mesurée sur l'angle du faisceau est de $30''$, soit la moitié de l'intervalle entre 2 graduations. L'angle de déviation D est en réalité la différence entre 2 mesures : la mesure de l'angle d'incidence du faisceau sans cuve et la mesure de l'angle d'incidence du faisceau dévié en présence de la cuve. L'incertitude sur l'angle de déviation D est donc mesurée à $1'$, soit $0,0166^\circ$.

Pour chaque cuve prismatique utilisée dans les mesures, l'angle de la cuve A est mesuré grâce à un appareil d'analyse tridimensionnelle d'objets miniaturisés, appelé Mitutoyo Quick Vision. L'incertitude sur l'angle A mesuré de cette façon est de $0,001^\circ$ (précision fournie par l'appareil).

Une mesure de contrôle a été réalisée sur de l'acétone afin de vérifier que la validité de la méthode et des calculs. Cela permet de comparer l'indice optique calculé pour ce produit avec la courbe de référence fournie par [Rheims et al. 1997]. Deux mesures ont été réalisées, avec deux cuves différentes, afin de rendre compte du poids de l'incertitude sur l'angle de la cuve A dans la mesure finale. Les résultats de ces mesures sont présentés figure IV.1.3. On remarque que la référence est comprise dans les barres d'erreurs calculées pour les mesures, ce qui valide notre méthode pour mesurer l'indice de réfraction.

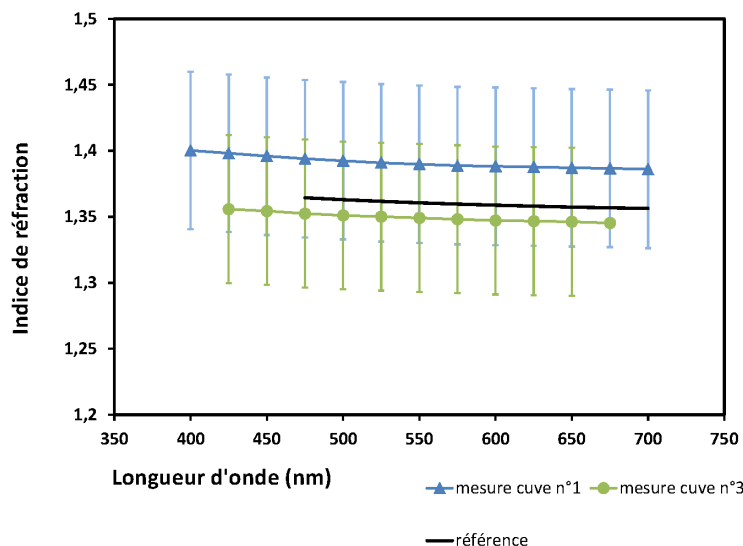


FIGURE IV.1.3 – Indice de réfraction de l'acétone pur mesuré avec 2 cuves différentes, et comparé avec la courbe de référence (en noir).

Ces mesures montrent que l'incertitude sur l'angle A domine le budget d'erreur global sur l'indice du liquide. En effet, avec 2 cuves différentes, on calcule des indices de réfraction très différents mais toujours compatibles avec les valeurs de référence. L'incertitude sur l'angle A se traduit par un décalage global des valeurs d'indice mesurées, c'est une erreur systématique.

Indice de réfraction du TMBi

Après cette étape de validation, on peut passer à la mesure de l'indice du TMBi. Pour cela, on utilise une cuve prismatique dotée d'une vanne compatible ultra-vide permettant le remplissage avec du TMBi et l'étanchéité. Le montage utilisé pour le test avec l'acétone est réutilisé pour le TMBi, et les calculs sont identiques. On obtient les résultats présentés sur la figure IV.1.4 et précisés par le tableau IV.1.1.

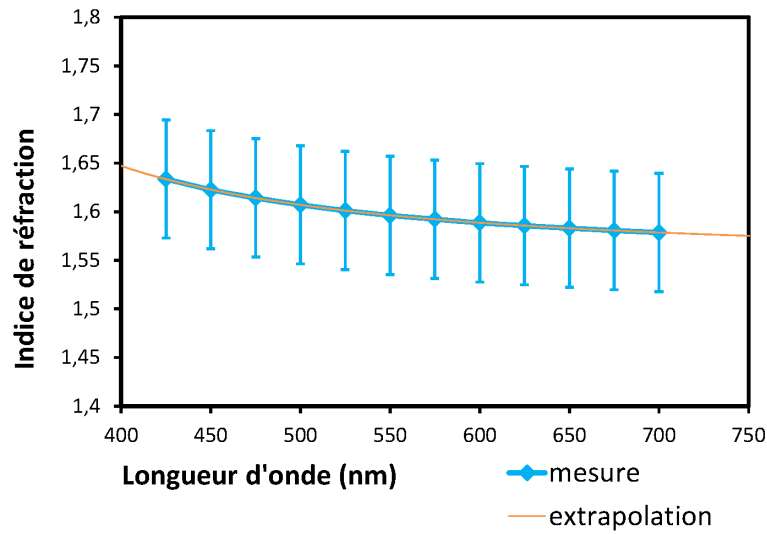


FIGURE IV.1.4 – Indice de réfraction du TMBi. Les barres d'erreur sont dominées par l'incertitude sur l'angle A de la cuve prismatique.

L'indice de réfraction mesuré a été ajusté par l'équation de Conrady (1.3), qui décrit la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde.

$$n_{TMBi}(\lambda) = c_1 + \frac{c_2}{\lambda} + \frac{c_3}{\lambda^{3,5}} \quad (1.3)$$

λ est la longueur d'onde exprimée en nm et les paramètres d'ajustement c_1 , c_2 et c_3 ont les valeurs suivantes :

$$c_1 = 1,5453 \pm 0,0007$$

$$c_2 = 17,6 \pm 0,55$$

$$c_3 = 7,4154 \cdot 10^7 \pm 1,0 \cdot 10^7$$

Ce modèle permet d'extrapoler les valeurs de l'indice de réfraction sur une plage plus large que le domaine du visible. En effet, la mesure se faisant par l'oeil de l'observateur, il était notamment impossible de descendre en dessous de 425 nm, la raie de lumière n'étant plus visible dans l'ocillon du goniomètre. La courbe d'ajustement est présentée également sur la figure IV.1.4.

1.2. LONGUEUR D'ATTÉNUATION

$\lambda(\text{nm})$	n_{TMBi}	Incertitude de mesure	Erreur systématique
425	1,634	0,0026	0,061
450	1,623	0,0026	0,061
475	1,614	0,0026	0,061
500	1,607	0,0023	0,061
525	1,601	0,0020	0,061
550	1,596	0,0021	0,061
575	1,592	0,0022	0,061
600	1,589	0,0022	0,061
625	1,586	0,0019	0,061
650	1,583	0,0020	0,061
675	1,581	0,0020	0,061
700	1,579	0,0024	0,061

Tableau IV.1.1 – Valeurs mesurées pour l'indice de réfraction du TMBi.

Ces résultats sont issus d'une série de 16 mesures réalisées par 2 opérateurs différents sur la cuve remplie de TMBi. La colonne " n_{TMBi} " correspond à la moyenne des valeurs calculées pour l'indice de réfraction. La colonne "Incertitude de mesure" correspond à l'écart-type calculé sur la série de 16 mesures. Elle permet de rendre compte de la reproductibilité de la mesure, et quantifie l'erreur due à l'incertitude de mesure de l'angle D. La colonne "Erreur systématique" correspond à l'incertitude sur l'indice calculée grâce à l'équation (1.2), dominée par l'incertitude sur l'angle du prisme A.

1.2 Longueur d'atténuation

Montage expérimental

La longueur d'absorption du TMBi a été calculée d'après la mesure de la transmittance lumineuse d'une épaisseur de 1 cm de TMBi. Les mesures ont été faites dans le domaine du visible et des ultra-violets et infra-rouges proches, c'est-à-dire pour des longueurs d'onde de 300 à 900 nm. Pour mesurer la transmittance d'une épaisseur de 1 cm de TMBi, on a placé celui-ci dans une cuve à faces parallèles en verre optique (silice fondue), d'épaisseur 1 cm, fabriquée par Thuet Optics. Afin de maintenir le TMBi en atmosphère ultra-vide, il a d'abord fallu adapter sur cette cuve une vanne CF16 (provenant de CTVM).

Après remplissage de la cuve par du TMBi, la transmittance totale du dispositif (TMBi + parois en verre de la cuve) a été mesurée en utilisant un spectrophotomètre Varian, modèle Cary-5000. La cuve fixée au porte échantillons du spectrophotomètre est visible en figure IV.1.5, et le dispositif installé dans le spectrophotomètre est montré figure IV.1.6.

Afin de minimiser les éventuelles pertes lumineuses dues à la diffusion en sortie de la cuve, le dispositif de la sphère intégrante a été ajouté au spectrophotomètre. Ainsi, l'intensité lumineuse en sortie de la cuve n'est plus seulement mesurée selon la normale au dioptré, mais quelle que soit la direction de la lumière à la sortie de la cuve. C'est une façon de récupérer la lumière diffusée en sortie de la cuve, et de mesurer la totalité du flux lumineux transmis.

Pour plus de détails sur le spectrophotomètre et la sphère intégrante, merci de vous référer à l'annexe "Spectrophotomètre et mesures optiques".

1.2. LONGUEUR D'ATTÉNUATION

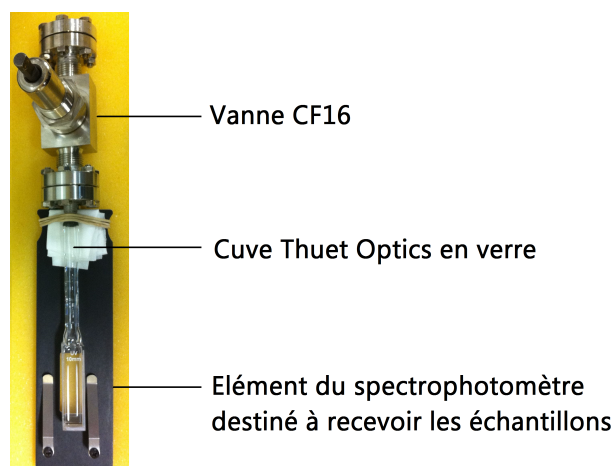


FIGURE IV.1.5 – Cuve optique en verre utilisée pour la mesure de l'absorption du TMBi

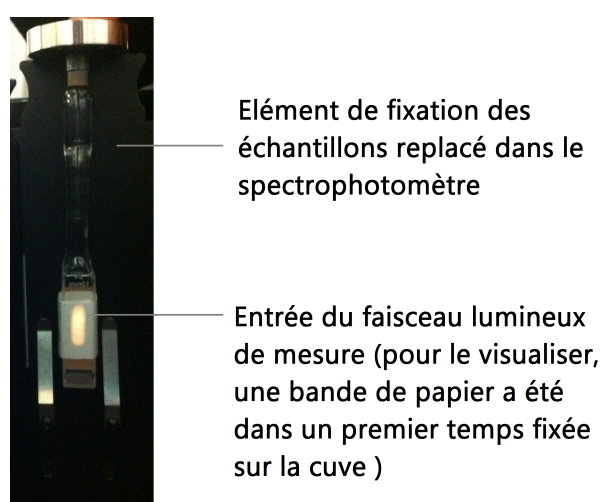


FIGURE IV.1.6 – Échantillon placé dans le spectrophotomètre en situation de mesure

1.2. LONGUEUR D'ATTÉNUATION

Modèle mathématique de la mesure

La grandeur mesurée par le spectrophotomètre est la transmittance totale de la cuve remplie de TMBi. Dans le cas simple d'un milieu homogène placé dans le faisceau, et en négligeant les pertes lumineuses liées à d'autres facteurs que l'absorption de ce milieu, la transmittance est donnée par la loi de Beer-Lambert (formule 1.4) :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-x.\alpha} \quad (1.4)$$

α étant le coefficient d'atténuation linéique du milieu (en cm^{-1}) et la longueur d'absorption étant l'inverse de ce coefficient (en cm).

En réalité, d'autres phénomènes que l'absorption du milieu contribuent à la perte de lumière entre I_0 et I . Dans le cas présent, deux autres phénomènes majeurs sont à prendre en compte : l'absorption lumineuse dans les parois de la cuve en verre, et les réflexions partielles à chaque traversée de dioptré (air/verre et verre/TMBi).

Cas simple d'un seul dioptré

Le faisceau lumineux de l'appareil entre dans l'échantillon avec une incidence normale par rapport aux parois de la cuve. Dans ce cas, les réflexions partielles, prises indépendamment les unes des autres, peuvent être décrites par les formules 1.5 et 1.6 :

$$R_{12} = \frac{I_r}{I_i} = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (1.5)$$

$$T_{12} = \frac{I_t}{I_i} = \frac{4.n_1.n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (1.6)$$

où

R_{12} est le coefficient de réflexion

T_{12} est le coefficient de transmission

I_i est l'intensité lumineuse du faisceau incident

I_r et I_t sont respectivement l'intensité lumineuse des faisceaux réfléchis et transmis

n_i est l'indice de réfraction du milieu i

On peut d'ores et déjà noter que ces relations sont valables quelle que soit le sens de passage de la lumière.

Cas de la paroi de la cuve : 2 dioptries

Chaque paroi de la cuve est une lame de verre, c'est-à-dire deux dioptries successifs. Le chemin des rayons lumineux est présenté figure IV.1.7. On considère ici seulement une lame de verre, c'est-à-dire que seul le milieu 2 (le verre) sera absorbant. Cela signifie que sur l'épaisseur x du milieu 2, le faisceau lumineux sera atténué d'un facteur $A_2 = e^{-x.\alpha_2}$.

1.2. LONGUEUR D'ATTÉNUATION

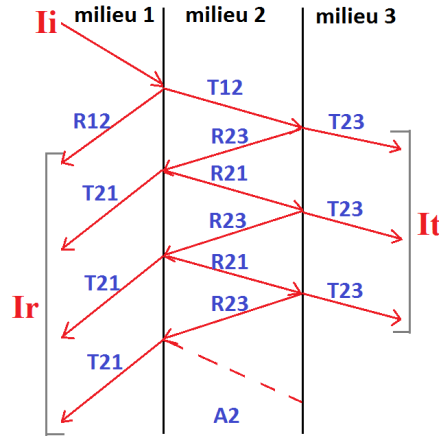


FIGURE IV.1.7 – Réflexions et transmissions partielles dans le cas de 2 dioptries successifs, une lame de verre

On peut alors écrire :

$$\begin{aligned}
 R_{13} &= \frac{I_r}{I_i} \\
 R_{13} &= R_{12} + \\
 &[T_{12} \cdot A_2 \cdot R_{23} \cdot A_2 \cdot T_{12}] + \\
 &[T_{12} \cdot A_2 \cdot R_{23} \cdot A_2 \cdot R_{21} \cdot A_2 \cdot R_{23} \cdot A_2 \cdot T_{12}] + \\
 &[T_{12} \cdot A_2 \cdot R_{23} \cdot A_2 \cdot R_{21} \cdot A_2 \cdot R_{23} \cdot A_2 \cdot R_{21} \cdot A_2 \cdot R_{23} \cdot A_2 \cdot T_{12}] + \\
 &\dots
 \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
 T_{13} &= \frac{I_t}{I_i} \\
 T_{13} &= [T_{12} \cdot A_2 \cdot T_{23}] + \\
 &[T_{12} \cdot A_2 \cdot R_{23} \cdot A_2 \cdot R_{21} \cdot A_2 \cdot T_{23}] + \\
 &[T_{12} \cdot A_2 \cdot R_{23} \cdot A_2 \cdot R_{21} \cdot A_2 \cdot R_{23} \cdot A_2 \cdot R_{21} \cdot A_2 \cdot T_{23}] + \\
 &\dots
 \end{aligned}$$

Ces expressions peuvent être factorisées :

$$\begin{aligned}
 R_{13} &= R_{12} + T_{12}^2 \cdot R_{23} \cdot A_2^2 [1 + R_{21} \cdot R_{23} \cdot A_2^2 + (R_{21} \cdot R_{23} \cdot A_2^2)^2 + \dots] \\
 T_{13} &= T_{12} \cdot A_2 \cdot T_{23} [1 + A_2^2 \cdot R_{21} \cdot T_{23} + (A_2^2 \cdot R_{21} \cdot T_{23})^2 + \dots]
 \end{aligned}$$

On peut alors reconnaître dans chaque expression les premiers termes d'une suite géométrique de premier terme a_0 et de raison q avec :

$$\begin{aligned}
 a_0(R) &= T_{12}^2 \cdot R_{23} \cdot A_2^2 \text{ et } q(R) = R_{21} \cdot R_{23} \cdot A_2^2 \text{ pour le coefficient de réflexion} \\
 a_0(T) &= T_{12} \cdot A_2 \cdot T_{23} \text{ et } q(T) = A_2^2 \cdot R_{21} \cdot T_{23} \text{ pour le coefficient de transmission}
 \end{aligned}$$

1.2. LONGUEUR D'ATTÉNUATION

Les coefficients de réflexion et de transmission peuvent alors être exprimés comme suit (en considérant m réflexions au sein de la lame de verre) :

$$R_{13} = R_{12} + T_{12}^2 \cdot R_{23} \cdot A_2^2 \frac{1 - (R_{21} \cdot R_{23} \cdot A_2^2)^m}{1 - R_{21} \cdot R_{23} \cdot A_2^2}$$

Comme $q_0(R) < 1$ alors $\lim_{m \rightarrow \infty} [1 - (R_{21} \cdot R_{23} \cdot A_2^2)^m] = 1$ pour un nombre infini de réflexions

Donc :
$$R_{13} = R_{12} + \frac{T_{12}^2 \cdot R_{23} \cdot A_2^2}{1 - R_{21} \cdot R_{23} \cdot A_2^2}$$

De même :

$$T_{13} = \frac{T_{12} \cdot A_2 \cdot T_{23}}{1 - A_2^2 \cdot R_{21} \cdot T_{23}} \quad \text{car } q_0(T) < 1 \text{ aussi}$$

Si l'on décide de ne pas tenir compte de l'absorption dans les parois de la cuve il suffira de remplacer A_2 par 1.

Ensemble TMBi + parois de la cuve : 4 dioptries

Le cas du TMBi liquide placé entre les deux lames de verres que constituent les parois de la cuve présente en tout 4 dioptries. Ce cas est représenté sur la figure IV.1.8.

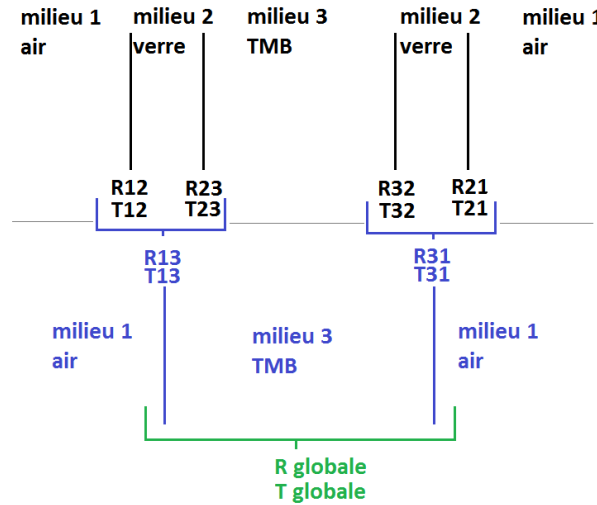


FIGURE IV.1.8 – Réflexions et transmissions partielles dans le cas de 4 dioptries successifs, la cuve remplie de TMBi

Comme démontré dans le paragraphe précédent, il est possible de calculer d'abord les coefficients R_{13} et T_{13} (qui sont égaux à R_{31} et T_{31}). On peut alors se ramener au cas où il n'y a que 2 dioptries successifs, ce qui donne les expressions suivantes :

$$R_{globale} = R_{13} + \frac{T_{13}^2 \cdot R_{13} \cdot A_3^2}{1 - R_{13}^2 \cdot A_3^2}$$

$$T_{globale} = \frac{T_{13}^2 \cdot A_3}{1 - A_3^2 \cdot R_{31} \cdot T_{31}}$$

1.2. LONGUEUR D'ATTÉNUATION

R_{13} et T_{13} sont calculées grâce aux formules du paragraphe précédent. $T_{globale}$ correspond à la transmission mesurée par le spectrophotomètre. On peut donc en déduire A_3 si l'on connaît l'indice optique de tous les milieux et l'absorption du verre de la cuve (A_2). Une fois A_3 connu, on calcule simplement la longueur d'absorption du TMBi (l en cm) grâce à la relation suivante : $A_3 = \exp^{-x/l}$, x étant l'épaisseur de TMBi dans la cuve (1 cm).

Erreurs systématiques

Afin de valider la méthode de mesure et le modèle mathématique, et pour connaître les éventuelles erreurs systématiques, une première vérification a été faite en mesurant l'absorption d'un milieu bien connu, l'eau désionisée. Après calcul du coefficient d'absorption, la courbe obtenue est comparée à la courbe de référence donnée par [Hale and Querry 1973].

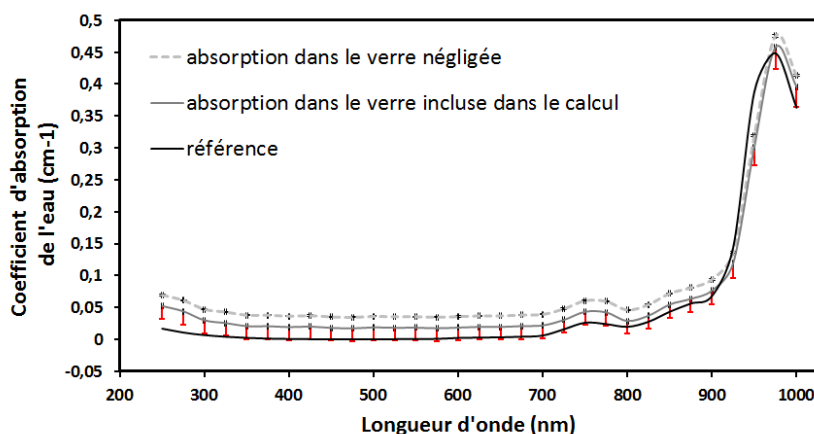


FIGURE IV.1.9 – Mesure du coefficient d'absorption de l'eau : comparaison avec les valeurs de référence.

La figure IV.1.9 montre une bonne corrélation entre les valeurs de référence et les valeurs mesurées. Le premier calcul, ne prenant pas en compte l'absorption dans le verre de la cuve, conduit à une surestimation du coefficient d'absorption. Cette surestimation est en partie corrigée lorsque l'on tient compte de l'absorption dans les parois de la cuve. Néanmoins, on constate tout de même un écart entre les valeurs mesurées et la référence, en particulier lorsque le coefficient d'absorption est très faible ($< 0,01 \text{ cm}^{-1}$). L'erreur systématique est alors de l'ordre de $0,015 \text{ cm}^{-1}$, ce qui correspond d'après les calculs à une perte de lumière de l'ordre de 2% dans notre instrument de mesure. Les barres d'erreur en rouge incluent l'effet sur le coefficient d'absorption de la perte de 2% de flux lumineux lors de la mesure. Nous avons constaté cette perte de lumière sans pouvoir l'expliquer ni y remédier, elle sera donc prise en compte lors du calcul de coefficient d'absorption du TMBi.

Atténuation dans le TMBi

La mesure sur la cuve remplie de TMBi donne la courbe de transmission globale visible sur la figure IV.1.10.

1.2. LONGUEUR D'ATTÉNUATION

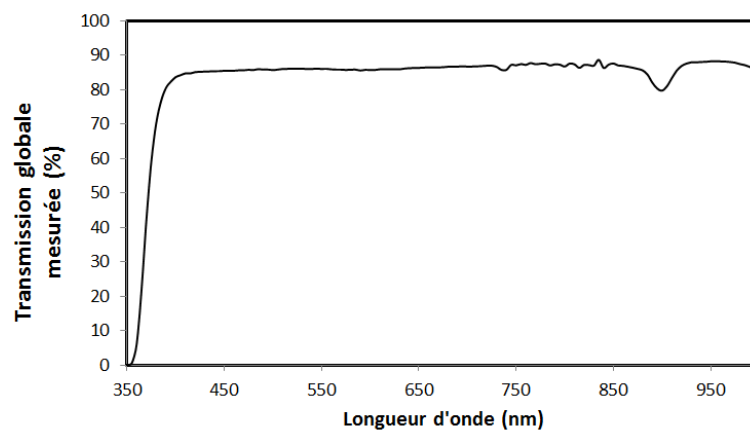


FIGURE IV.1.10 – Transmission globale mesurée sur le spectrophotomètre en fonction de la longueur d'onde, pour une cuve de verre remplie de TMBi.

A partir de cette courbe, on a pu calculer le coefficient d'atténuation du TMBi. Le résultat est visible sur la figure IV.1.11. En dessous de 400 nm et au delà de 700 nm, la courbe correspond à une estimation dont *l'incertitude n'est pas connue*. En effet, le calcul se base sur l'indice de réfraction du TMBi, qui a été mesuré entre 400 et 700 nm et ensuite extrapolé grâce à un ajustement mathématique. Les barres d'erreurs sont largement dominées par la perte systématique de lumière dans l'appareil.

1.3. LONGUEUR D'ABSORPTION

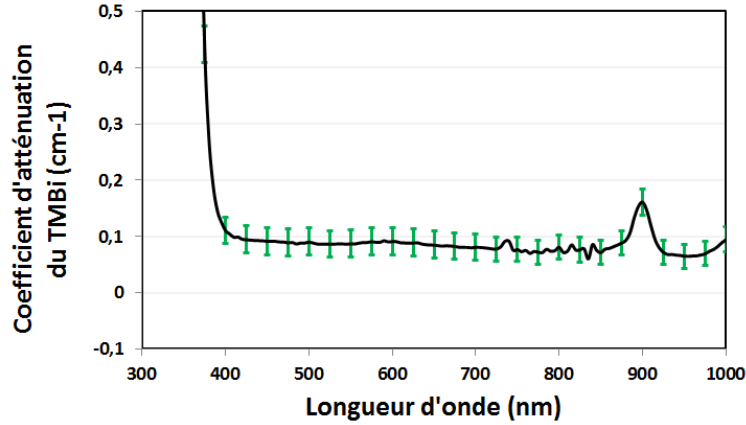


FIGURE IV.1.11 – Coefficient d'atténuation du TMBi en fonction de la longueur d'onde.

Le calcul d'incertitudes basé sur les dérivées partielles serait très difficile à mettre en oeuvre pour le coefficient d'absorption, en raison de la complexité des formules utilisées. Le calcul d'incertitude a donc été fait "numériquement". L'incertitude a été quantifiée pour chacune des grandeurs suivantes :

- indice de réfraction du verre de la cuve
- épaisseur du verre de la cuve
- indice de réfraction de l'air
- indice de réfraction du TMBi
- transmission totale mesurée par le spectrophotomètre

Pour chaque grandeur, l'erreur induite sur le coefficient d'absorption a été calculée. Les barres d'erreur globales comptabilisent la somme des erreurs induites par chaque paramètre, ainsi que l'erreur due à la perte de lumière dans l'appareil (2%). La perte de lumière correspond au terme le plus important dans le budget total d'erreur, suivie en seconde position par l'incertitude sur l'indice de réfraction du TMBi.

1.3 Longueur d'absorption

Hypothèses physiques et but de la mesure

La mesure précédente repose sur l'hypothèse que la lumière n'est pas diffusée dans le TMBi. En effet, l'atténuation globale d'un faisceau lumineux par un milieu est le résultat de deux processus physiques : la diffusion et l'absorption. Ces deux phénomènes peuvent être mis en relation de la façon suivante :

$$\frac{I}{I_0} = \exp^{-\mu_{att} \cdot x} = \exp^{-(\mu_{abs} + \mu_{diff}) \cdot x} \quad (1.7)$$

μ_{att} , μ_{abs} et μ_{diff} étant respectivement les coefficients d'atténuation, d'absorption et de diffusion du faisceau lumineux.

En règle générale, on ne tient pas compte de la diffusion car c'est un phénomène peu courant. C'est la raison pour laquelle le test fait avec de l'eau fonctionne parfaitement dans la précédente mesure : l'eau ne diffuse pas (ou très peu) la lumière.

Néanmoins, le TMBi étant un milieu inconnu en terme de propriétés optiques, il faut également chercher à mettre en évidence cette diffusion (ou cette absence de diffusion).

1.3. LONGUEUR D'ABSORPTION

C'est la raison pour laquelle une nouvelle mesure a été réalisée, avec un système permettant de récupérer les photons lumineux diffusant dans le TMBi. En pratique, il s'agit d'un tube de céramique réfléchissante placé dans le TMBi autour du faisceau, pour le recollimater au fur et à mesure et ainsi récupérer la lumière diffusée. Cela devrait permettre de mesurer uniquement l'absorption. Ainsi, dans la première mesure, on n'a pas mesuré l'absorption mais l'atténuation de la lumière dans le TMBi. En mesurant cette fois l'absorption seule, on pourra remonter à la diffusion si elle existe.

Enfin, la mesure a été faite cette fois dans une épaisseur de 4,48 cm de TMBi (au lieu de 1 cm). Cela permet une meilleure précision de mesure, puisque l'incertitude relative sur l'épaisseur de TMBi x est plus faible.

Montage expérimental

Le récipient contenant le TMBi est une cuve cubique en inox compatible ultra-vide. Les plans et une vue 3D de cette cuve sont présentés figure IV.1.12. L'épaisseur totale de TMBi dans la cuve est de 44,8 mm. Sur cette cuve sont montés deux hublots en verre Kodial de 1,5 mm d'épaisseur, pour laisser passer le faisceau lumineux. Le faisceau entre dans la cuve par un hublot, traverse les 44,8 cm de TMBi, et ressort par le hublot de la face opposée. Les autres ouvertures sont fermées par des bouchons, hormis une où est montée une vanne, pour effectuer le remplissage de la cellule.

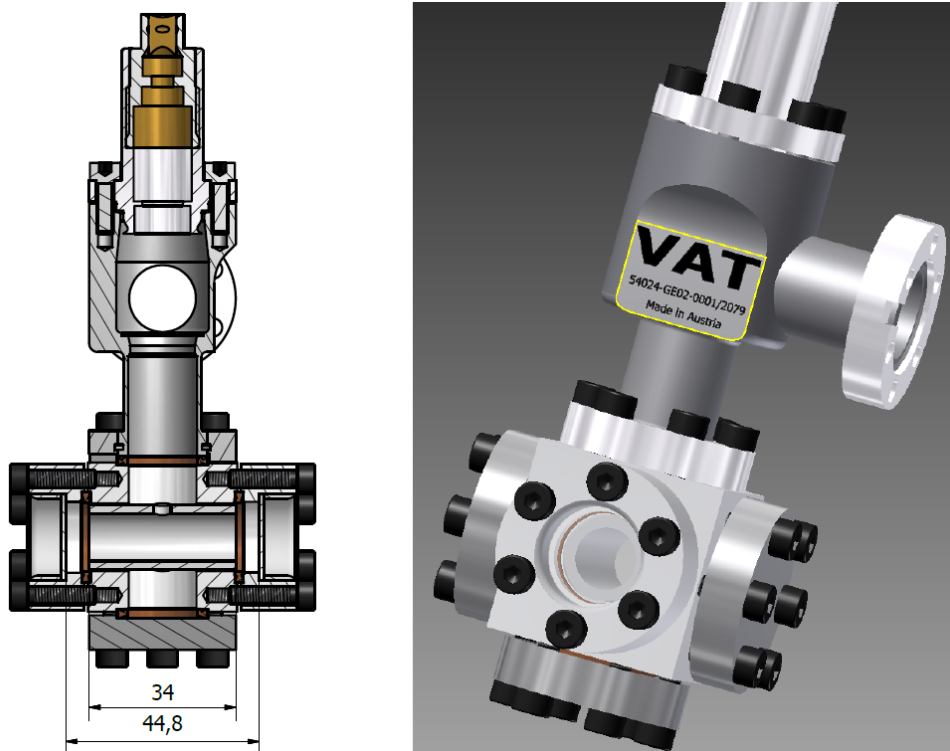


FIGURE IV.1.12 – Plans et vue 3D de la cellule utilisé pour contenir le TMBi en milieu ultra-vide.

A l'intérieur de la cuve est placé un tube de céramique blanche réfléchissante, de longueur 34 mm et de diamètre interne 11 mm. Étant donné la forme du tube il a été impossible de mesurer exactement sa réflectivité mais la céramique apparaît très blanche à l'oeil nu. Le diamètre du tube est plus petit que celui des hublots de façon à pouvoir

1.3. LONGUEUR D'ABSORPTION

amener la totalité du faisceau lumineux d'un bout à l'autre de la cuve. Ce tube permet de refocaliser la lumière qui est éventuellement diffusée dans le TMBi, afin de réduire au maximum les pertes lumineuses liées à la diffusion et non à l'absorption. La cellule montée et remplie de TMBi est visible sur la figure IV.1.13.

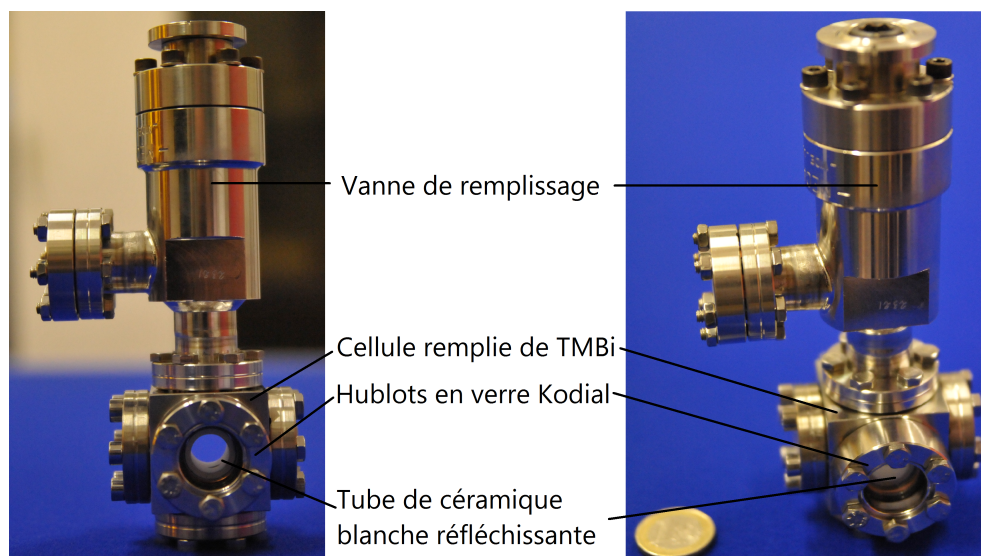


FIGURE IV.1.13 – Photographies de la cellule utilisée pour mesurer l'absorption dans une épaisseur de 44,8 mm de TMBi.

Mesure de la transmission lumineuse : résultats bruts

Le spectrophotomètre Varian Carry 5000, muni de sa sphère intégratrice, a de nouveau été utilisé pour cette mesure. Le hublot de la cuve a été mis au contact du port d'entrée de la sphère intégratrice, de façon à récupérer l'ensemble des photons lumineux sortant de la cuve quelle que soit leur direction de propagation.

La difficulté de cette mesure réside dans la taille des hublots et du tube de céramique. En effet, le faisceau lumineux délivré par le spectrophotomètre doit être entièrement contenu dans le diamètre du tube pour que la mesure ait un sens. Or, le faisceau standard délivré par l'appareil est bien trop étendu. Il faut donc utiliser une fente pour sélectionner uniquement une partie du faisceau, afin d'obtenir un faisceau suffisamment fin pour pouvoir être utilisé dans notre cuve.

Pour compenser les variations temporelles d'intensité des lampes, le spectrophotomètre délivre toujours une mesure relative. C'est-à-dire que le rapport de transmission $\frac{I}{I_0}$ est calculé en prenant la mesure d'intensité du faisceau après passage dans l'échantillon (I) et une mesure de référence utilisant un faisceau dévié qui ne passe pas par l'échantillon (I_0). C'est un miroir qui, dans l'appareil, dévie le faisceau lumineux de façon à mesurer à chaque longueur d'onde I et I_0 .

Lorsque l'on ajoute une fente pour sélectionner seulement une partie du faisceau de mesure, il faut également diminuer l'intensité du faisceau de référence. Pour cela on a également utilisé une fente, placée sur le chemin du faisceau de référence. Ensuite, il faut bien entendu recalibrer le spectrophotomètre pour qu'il tienne compte de ces particularités lors de la mesure. La calibration permet alors de remettre les deux faisceaux (référence et

1.3. LONGUEUR D'ABSORPTION

mesure) au même niveau, afin d'obtenir 100% de transmission lors d'une mesure "à vide" (aucun échantillon dans le faisceau de mesure). Ce test des 100% a été réalisé après la calibration afin de s'assurer qu'elle était faite correctement.

Une autre mesure avec la cuve en verre de 1 cm (utilisée dans la mesure précédente) a également été faite, pour s'assurer que l'on retrouvait bien les mêmes résultats. L'ensemble de ces tests, ainsi que la mesure de transmission pour la cuve de 4,48 cm, est présenté figure IV.1.14. Le test 100% montre que la précision de la procédure d'étalonnage du spectrophotomètre. Les variations que l'on observe entre 800 et 850 nm sont dues à un changement de lampe entre l'infra-rouge et le visible. Les pics d'absorption du TMBi (à 740 et 900 nm) sont beaucoup plus marqués pour la cellule 4,48 cm (plus d'épaisseur de TMBi donc plus d'absorption). En revanche, pour la majorité des fréquences mesurées, la transmission est meilleure dans le cas de la cuve 3,5 cm (munie du réflecteur en céramique). Cela signifie que, dans la cuve 1 cm (sans réflecteur), une bonne partie des pertes de lumière mesurées était bien due à de la diffusion. La coupure à 400 nm de la cellule 4 cm est imputable aux hublots en verre Kodial.

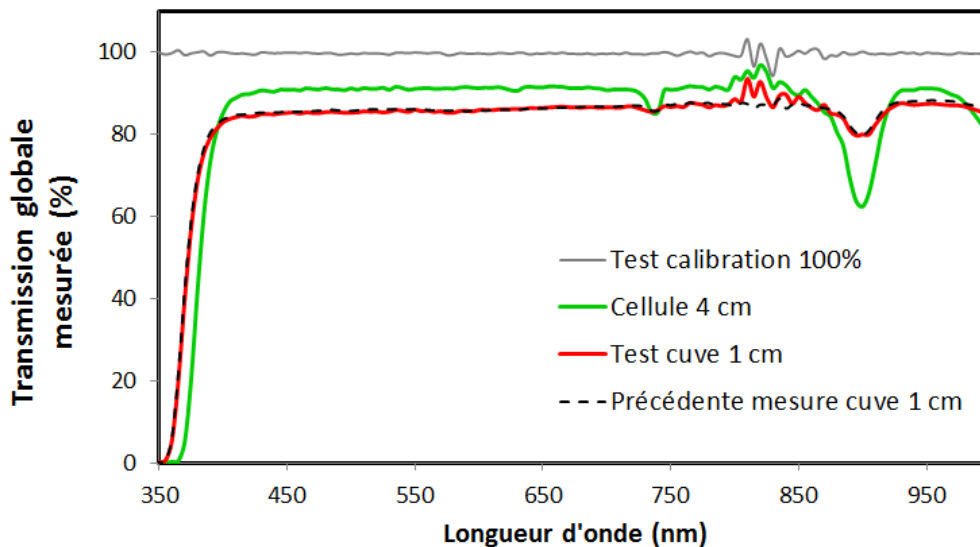


FIGURE IV.1.14 – Mesures de transmission lumineuses obtenues avec le spectrophotomètre.

Cette figure permet donc de mettre en évidence le phénomène de diffusion des photons lumineux dans le TMBi : lorsque l'on utilise une cuve (pourtant plus épaisse) munie d'un cylindre réfléchissant pour récupérer la lumière diffusée, la transmission de la lumière est meilleure qu'avec une simple cuve de verre.

La mesure effectuée auparavant sur la cuve de verre n'est alors pas une mesure d'absorption, mais d'atténuation, car elle combine les deux effets : absorption ET diffusion. On a donc auparavant mesuré le coefficient d'atténuation du TMBi.

Cette mesure, grâce au tube de céramique, permet de s'affranchir (ou au moins de diminuer l'influence) du phénomène de diffusion. On peut donc réellement calculer le coefficient d'absorption du TMBi.

Exploitation des résultats

Le modèle mathématique utilisé est exactement le même que pour la mesure précédente : on tient compte des pertes de lumière causées par les réflexions de Fresnel à chaque interface et l'absorption dans le verre des hublots.

Afin de pouvoir calculer le coefficient d'absorption du TMBi d'après les mesures faites, il faut connaître les indices optiques de l'air, du verre Kodial des hublots, et du TMBi. De même il faut également connaître l'absorption lumineuse dans les hublots en Kodial. L'indice de réfraction du TMBi a été mesuré dans le chapitre précédent.

L'indice de réfraction du Kodial (ou Kovar 7056) a été mesuré par le fournisseur Corning (Philippe Bogard) à certaines longueurs d'onde :

$\lambda(\text{nm})$	n_{Kodial}	Incertitude de mesure
435,8	1,49657	0,000005
480	1,49303	0,000005
486,1	1,49262	0,000005
546,1	1,48927	0,000005
587,6	1,48748	0,000005
643,8	1,48555	0,000005
656,3	1,48518	0,000005

Tableau IV.1.2 – Valeurs mesurées par Corning pour l'indice de réfraction du verre Kodial 7056.

A partir de cet ensemble de mesures, l'indice optique a été ajusté par la formule de Conrady précédemment utilisée pour le TMBi (équation (1.3)), avec les valeurs suivantes pour les paramètres d'ajustement :

$$\begin{aligned}
 c_1 &= 1,4693 \pm 9,3 \cdot 10^{-5} \\
 c_2 &= 9,59 \pm 0,07 \\
 c_3 &= 9,05 \cdot 10^6 \pm 0,13 \cdot 10^6
 \end{aligned}$$

Les mesures et la courbe d'ajustement sont présentées sur la figure IV.1.15. Les mesures ont été faites par Philippe Bogard (Corning). L'ajustement par la formule de Conrady permet une estimation de l'indice de réfraction à toutes les longueurs d'onde qui nous intéressent.

On dispose également de la courbe de transmittance externe des hublots. La transmittance externe correspond à la fraction lumineuse transmise par le hublot, mesurée dans l'air, et comprenant à la fois les réflexions de Fresnel aux interfaces air - Kodial, et l'absorption dans la masse du verre. Afin de calculer le coefficient d'absorption du TMBi, il faut connaître la transmittance interne des hublots, c'est-à-dire la fraction lumineuse transmise dans la masse du verre uniquement, et indépendante des milieux environnant le verre. On utilise donc l'indice de réfraction du Kodial pour calculer les réflexions de Fresnel et extraire la transmittance interne à partir de la transmittance externe.

Les barres d'erreur du coefficient d'absorption du TMBi ont été calculées, comme dans la mesure précédente, de manière numérique d'après les incertitudes sur tous les paramètres utilisés dans le calcul. Ici, les phénomènes prédominants dans le calcul d'erreur sont, dans l'ordre : l'incertitude sur la transmission lumineuse dans les hublots en Kodial

1.3. LONGUEUR D'ABSORPTION

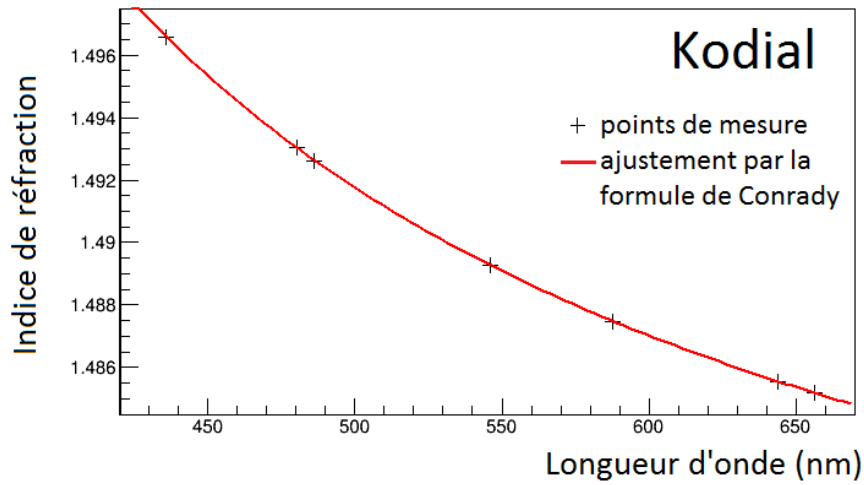


FIGURE IV.1.15 – Indice de réfraction du verre des hublots.

(la transmittance externe du Kodial étant peu documentée, on estime cette incertitude à $\pm 5\%$, car on ne dispose que d'un graphique et non de valeurs chiffrées), et l'incertitude sur la transmission globale mesurée par le spectrophotomètre (calculée à $\sigma = 0,72\%$ d'après le test de calibration 100%).

Le coefficient d'absorption du TMBi ainsi calculé est présenté sur la figure IV.1.16. Comme précédemment, les valeurs en dessous de 400 nm et au delà de 700 nm doivent être comprises comme des estimations, car l'indice de réfraction du TMBi a été mesuré entre 400 et 700 nm. Les barres d'erreurs sont largement dominées par la l'incertitude sur l'absorption lumineuse dans les hublots en Kodial. En dehors des pics à 730 nm et 880 nm, l'absorption dans le TMBi est nulle.

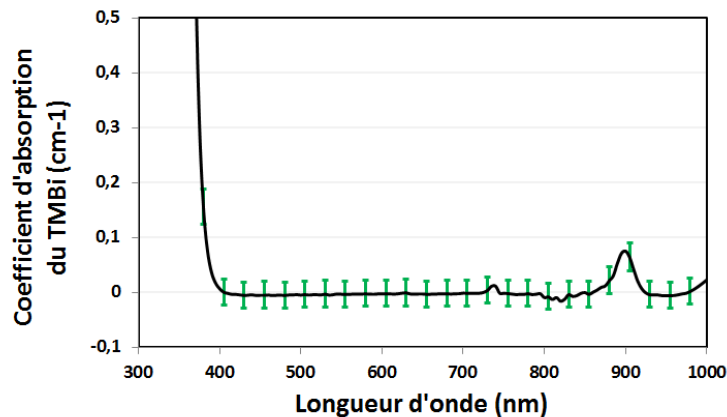


FIGURE IV.1.16 – Coefficient d'absorption du TMBi en fonction de la longueur d'onde.

On remarque alors qu'entre la mesure précédente, qui comprenait à la fois absorption et diffusion, et la mesure actuelle, qui est normalement affranchie de la diffusion, il y a une différence notable. On peut alors quantifier l'effet de la diffusion dans le TMBi, en soustrayant la deuxième courbe à la première.

Synthèse sur l'atténuation dans le TMBi

L'atténuation lumineuse dans le TMBi est alors la combinaison de deux effets : l'absorption, et la diffusion. Dans la première mesure, où l'on avait utilisé une cuve de verre transparente, on mesurait les deux effets ensemble. C'est donc le coefficient d'atténuation efficace que l'on a calculé. En revanche, dans la seconde mesure, on a utilisé un tube de céramique blanche afin de rediriger la lumière diffusée vers le centre de la cellule. On suppose que cela permet de s'affranchir de l'influence de la diffusion. Ainsi, la seconde mesure permet d'accéder au coefficient d'absorption seul. On soustrait la courbe de coefficient d'absorption à celle du coefficient d'atténuation, et l'on obtient le coefficient de diffusion du TMBi. Ces résultats sont présentés sur la figure IV.1.17. Pour plus de lisibilité les barres d'erreurs n'ont pas été tracées, elles sont visibles sur les figures IV.1.11 et IV.1.16. La courbe de coefficient de diffusion a été obtenue en utilisant la relation $\mu_{att} = \mu_{abs} + \mu_{diff}$.

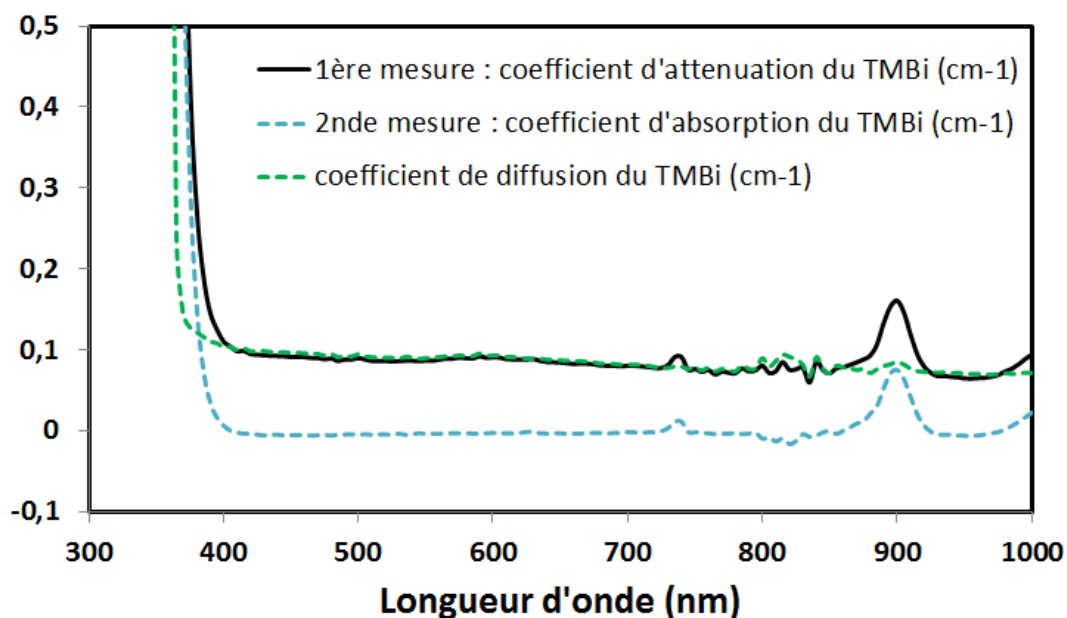


FIGURE IV.1.17 – Coefficients d'atténuation, de diffusion et d'absorption du TMBi en fonction de la longueur d'onde.

Chapitre 2

Modélisation du démonstrateur optique dans le logiciel de simulation Monte Carlo

2.1 Modélisation de la géométrie du démonstrateur optique

Plans de base et choix des pièces à modéliser

La modélisation du démonstrateur optique se base sur les plans dessinés par J.P. Mols. La figure II.1.1 montre une vue en éclaté de l'ensemble du démonstrateur optique, avec le nom des différentes pièces. C'est à partir de cette figure ainsi que de la figure IV.2.1 que l'on va choisir les pièces qui doivent ou non être modélisées dans Geant4.

Les pièces à modéliser sont celles qui ont un intérêt dans les processus physiques de la détection, c'est-à-dire celles qui ont une influence sur la trajectoire et les interactions des photons γ ou des photons lumineux :

- Pièce n°8 : le peigne collimateur et son fond en céramique réfléchissante (non visible sur la vue en éclaté), qui ont pour rôle de guider les photons lumineux émis par effet Cerenkov vers le PMT correspondant.
- Pièce n°10 : la bride avant en inox, qui est sur la trajectoire des photons γ incidents, et qui les atténue.
- Pièce n°4 : le corps de chambre avec sa fenêtre en verre : la fenêtre est également sur la trajectoire des photons γ , mais aussi et surtout sur celle des photons lumineux, qui doivent la traverser pour passer du TMBi aux PMTs.
- Pièce n°3 : le support des photomultiplicateurs, qui peut éventuellement induire une rétrodiffusion des γ et des réflexions optiques.
- Les photomultiplicateurs eux-même doivent également être modélisés, car ils peuvent rétrodiffuser les γ , réfléchir la lumière et surtout ils sont incontournables pour la détection des photons lumineux.

Tous les cadres, les joints, ainsi que la visserie et la carte électronique n'ont a priori aucune influence sur la détection des photons. Ils ne seront donc pas modélisés.

Construction des volumes

Par soucis de clarté et de lisibilité, le détail de la mise en place des volumes ne sera pas présenté entièrement (le code est très lourd).

2.1. MODÉLISATION DE LA GÉOMÉTRIE DU DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

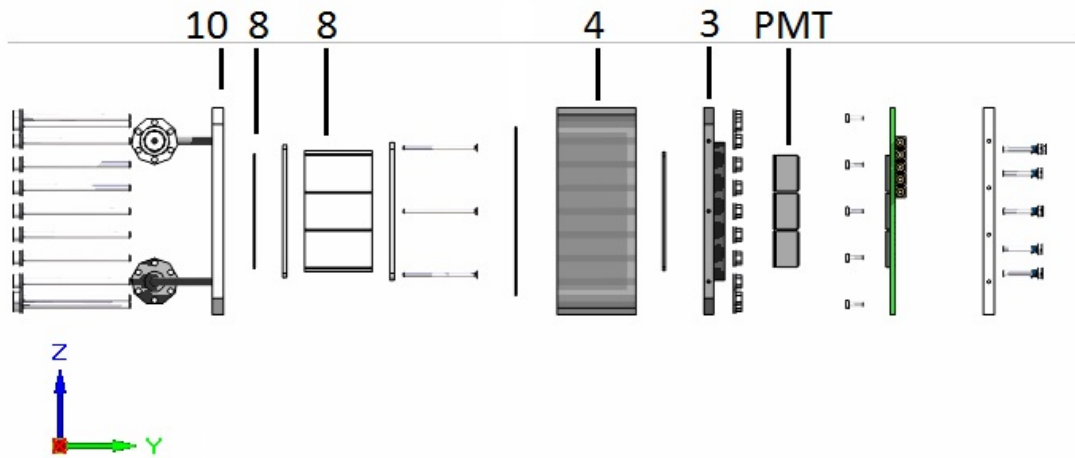


FIGURE IV.2.1 – Vue en éclaté du démonstrateur optique : les pièces numérotées sont celles qui seront modélisées dans Geant4

On ajoute un élément très important qui n'est pas visible sur les plans : le joint optique. Il s'agit d'un polymère transparent fabriqué sur place au laboratoire et qui permet le passage des photons lumineux de la fenêtre du corps de chambre vers les PMTs.

La géométrie du démonstrateur optique, telle que modélisée dans Geant4, est alors visible, de profil, sur la figure IV.2.2 :

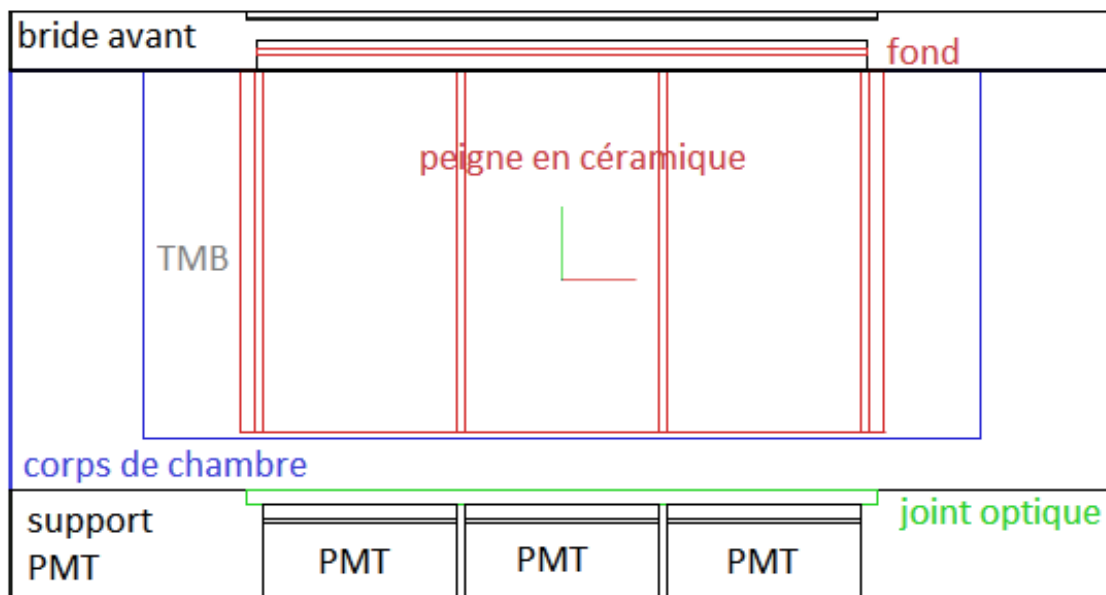


FIGURE IV.2.2 – Vue de profil de la géométrie du démonstrateur optique implémentée dans Geant4

Le tableau IV.2.1 résume de manière succincte les différentes cotes des volumes entrés dans Geant4 :

2.2. REPRODUCTION DES MATÉRIAUX CONSTITUTIFS DES DIFFÉRENTS VOLUMES

Volume	Volume mère	Coordonnées du centre	Dimensions
V1 (corps de chambre)	Top	(0;0;0)	(150;57;150)
V2 (TMBi)	V1	(0;3,5;0)	(114;50;114)
V3 (support PMT)	Top	(0;-36;0)	(150;15;150)
V4 (joint optique)	V3	(0;6,5;0)	(86;2;86)
PMTi (x 9)	V3	(x(i);-1;z(i))	(26,3;13;26,3)
P1 à P4 (peigne)	V2	(0;0,5;z(i))	(87,5;49;1)
P4 à P8 (peigne)	V2	(x(i);0,5;0)	idem avec rotation 90°
V5 (bride)	Top	(0;32,5;0)	(150;8;150)
V6 (creux interne)	V5	(0;-2;0)	(83;4;83)
V7 (creux externe)	V5	(0;3,5;0)	(86;1;86)
F (fond en céramique)	V6	(0;0,5;0)	(83;1;83)

Tableau IV.2.1 – Détail des volumes codés dans Geant4 (toutes les mesures sont en mm)

2.2 Reproduction des matériaux constitutifs des différents volumes

Pour chaque matériau du détecteur on répertorie :

- Sa composition chimique (en masse ou bien en proportion d'atome : formule chimique)
- Sa densité (en g/cm³)
- Dans le cas où le matériau est susceptible de se trouver sur la trajectoire des photons lumineux, ses propriétés optiques (indice de réfraction et longueur d'absorption)

Le tableau IV.2.2 récapitule les propriétés des matériaux telles qu'elles ont été implémentées dans Geant4 pour la modélisation.

Les longueurs d'absorption qui ont été utilisées pour le modèle sont présentées sur la figure IV.2.3.

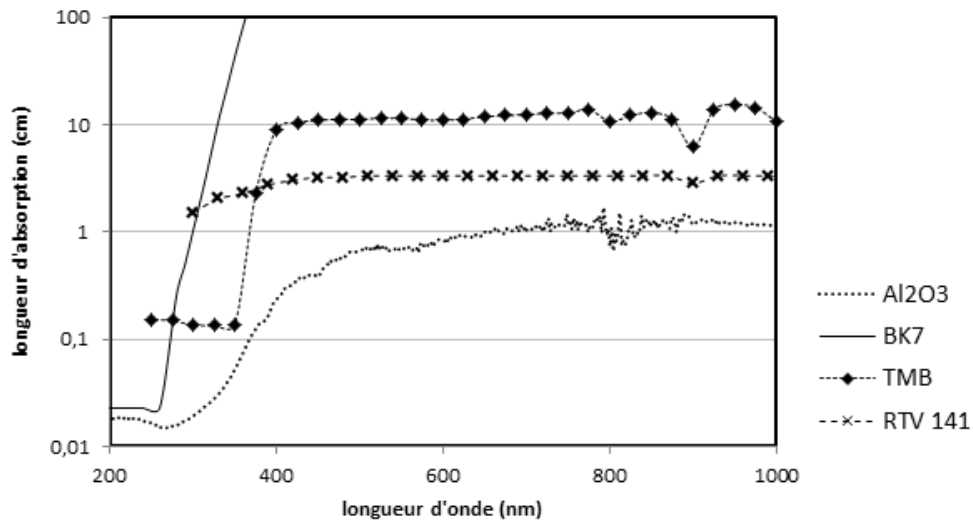


FIGURE IV.2.3 – Longueurs d'absorption implémentées dans la simulation Monte Carlo

La longueur d'absorption de l'alumine a été mesurée grâce au spectrophotomètre équipé des sphères intégrantes (décrits dans l'annexe "Spectrophotomètre et mesures optiques").

2.2. REPRODUCTION DES MATÉRIAUX CONSTITUTIFS DES DIFFÉRENTS VOLUMES

Pièce	Matériau	Composition	Densité (g/cm ³)	Indice de réfraction
Corps de chambre	Verre BK7	Si(57,3%) B(4,5%) O(38,2%) (massique)	2,51	[RefractiveIndex]
Liquide de détection	TMBi	Bi(CH ₃) ₃	2,3	mesuré au chapitre précédent
Support PMTs	alliage AU2GN	Al(95,5%) Cu(2%) Mg(1,5%) Ni(1%) (massique)	2,76	-
Joint optique	RTV 141	estimation (polymère) SiO(CH ₃) ₂	1,02	1,406 à 550 nm dépendance en λ inconnue
PMTs	modélisés par du BK7 (fenêtre d'entrée)			
Peigne + Fond	Alumine sous forme de céramique	Al ₂ O ₃	3,97	indice factice (voir explications plus loin)
Bride avant	Inox 304L	Fe(69,98%) Cr(19%) Ni(11%) C(0.02%) (massique)	7,93	-

Tableau IV.2.2 – Détail des volumes codés dans Geant4 (toutes les mesures sont en mm)

2.3. COMPORTEMENT DES SURFACES RÉFLÉCHISSANTES DU GUIDE OPTIQUE : UTILISATION DU MODÈLE UNIFIÉ

Le détail de la mesure sera présenté dans la partie suivante qui porte entièrement sur le comportement du peigne en céramique face à la lumière. La longueur d'absorption du BK7 est documentée sur le site [Crystran]. La longueur d'absorption du RTV141 nous a été donnée directement par le fournisseur (Mme Jolivet). En ce qui concerne le TMBi, il est important de noter qu'au moment de la modélisation on ne disposait pas de la seconde mesure d'atténuation de la lumière (voir chapitre précédent). Toute l'atténuation mesurée a donc été interprétée comme de l'absorption et c'est ce chiffre que l'on a entré dans la simulation Monte Carlo. A ce moment là, aucune diffusion n'a été implémentée.

2.3 Comportement des surfaces réfléchissantes du guide optique : utilisation du modèle unifié

La majorité des interfaces optiques entre les milieux sont modélisées très simplement. Dans le cas où les photons lumineux rencontrent une interface entre deux milieux transparents, ce sont les lois de Descartes qui s'appliquent, grâce aux indices de réfraction que l'on a spécifié pour les deux milieux (par exemple, à l'interface TMBi - verre de la fenêtre en BK7). Dans le cas où les photons lumineux rencontrent une surface métallique (ce qui est rare étant donnée la géométrie du détecteur), on considère qu'ils sont absorbés.

Néanmoins, la modélisation du comportement optique des lames de céramique du guide optique a fait l'objet d'une étude à part entière. En effet, le matériaux n'étant pas transparent, on ne dispose pas de son indice de réfraction. En revanche, on va chercher à reproduire factuellement des mesures de réflexion, d'absorption et de transmission qui ont été faites sur les échantillons de céramique.

Comportement des photons lumineux lors de la traversée d'une lame de céramique : mesure dans l'air

Ce cas particulier nécessite une modélisation spéciale. On a mesuré dans l'air le comportement de ces céramiques, grâce au spectrophotomètre équipé de sa sphère intégrante (cf annexes). Le résultat est présenté sur la figure IV.2.4.

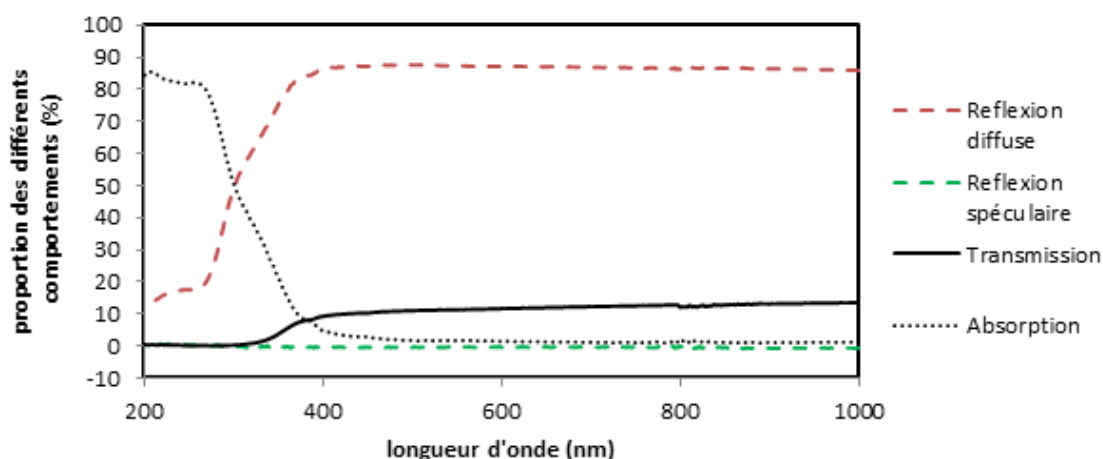


FIGURE IV.2.4 – Comportement optique des lames d'alumine utilisées pour le guide de lumière

Lors de la traversée de la lame de céramique, les photons optiques ont 4 possibilités :

2.3. COMPORTEMENT DES SURFACES RÉFLÉCHISSANTES DU GUIDE OPTIQUE : UTILISATION DU MODÈLE UNIFIÉ

- Soit ils sont réfléchis de manière diffuse, c'est-à-dire dans une direction aléatoire indépendante de leur direction d'incidence. C'est le phénomène le plus fréquent, et que l'on recherche pour guider la lumière vers les PMTs.
- Soit ils sont réfléchis de manière spéculaire, c'est-à-dire dans le plan d'incidence et avec le même angle que l'angle d'incidence. Ce phénomène se produit rarement.
- Soit ils ne sont pas réfléchis, ils entrent dans l'épaisseur de céramique (1 mm) et sont absorbés.
- Soit ils traversent la céramique sans être absorbés et passent à la cellule d'à-côté. C'est le phénomène que l'on cherche à éviter car il conduit à détecter la lumière dans la mauvaise cellule, donc à de la diaphonie.

On part de l'hypothèse que le comportement mesuré dans l'air est celui attendu dans le TMBi, car on ne dispose pas des moyens nécessaires pour mesurer le comportement optique des lames de céramiques immergées dans un liquide de haut indice, comme le TMBi.

Logique du modèle unifié dans Geant4

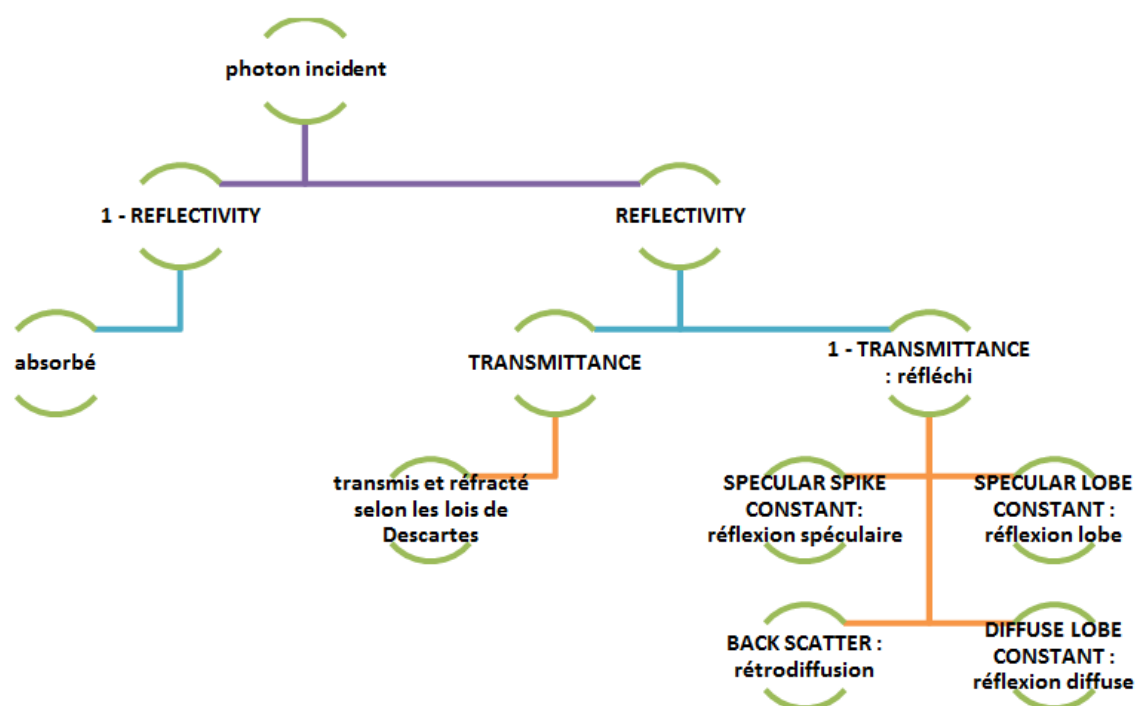


FIGURE IV.2.5 – Arbre de probabilités correspondant au processus de choix dans le modèle unifié de Geant4, pour décrire le comportement d'un dioptré.

La terminologie de Geant4 ne correspond pas du tout à celle utilisée dans les mesures (Absorption (A)/Transmission (T)/Réflexion diffuse (RD) et Réflexion spéculaire (RS)). Pour modéliser le comportement des plaques de céramique on utilise donc les conversions présentées dans le tableau IV.2.3.

La figure IV.2.6 montre les différentes directions de propagations possibles pour un photon dans le modèle unifié de Geant4 (documentation geant4).

Les lames céramiques sont donc modélisées en trois éléments distincts :

2.3. COMPORTEMENT DES SURFACES RÉFLÉCHISSANTES DU GUIDE OPTIQUE : UTILISATION DU MODÈLE UNIFIÉ

Paramètre de simulation	Valeur en fonction des grandeurs mesurées	Commentaire
REFLECTIVITY	1	on ne veut pas d'absorption au niveau du dioptre. On code l'absorption dans l'épaisseur du matériau "alumine"
TRANSMITTANCE	$1 - (RD+RS)$	tout ce qui n'est pas réfléchi est transmis au milieu "alumine" dans la lame
SPECULAR CONSTANT SPIKE	$RS/(RD+RS)$	proportion de spéculaire la réflexion
BACKSCATTER	0	pas de rétrodiffusion
SPECULAR CONSTANT LOBE	0	pas de réflexion spéculaire "lobe"
DIFFUSE CONSTANT LOBE	$RD/(RD+RS)$	proportion de diffusé dans la réflexion. en réalité il n'y a pas besoin de le préciser car elle est calculée à partir des autres constantes (somme = 1)

Tableau IV.2.3 – Correspondance entre les paramètres demandés par le modèle unifié dans Geant4 et les grandeurs mesurées au spectrophotomètre

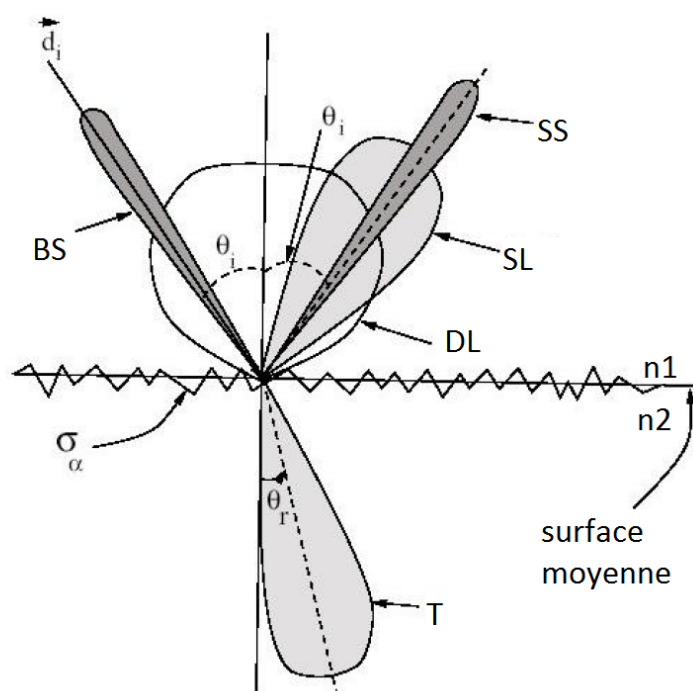


FIGURE IV.2.6 – Schéma de la direction de propagation des photons dans le modèle unifié de Geant4. BS = BackScatter (rétrodiffusion), SS = Specular Spike (Réflexion spéculaire), SL = Specular Lobe (inutilisée dans notre modèle), DL = Diffuse Lobe (Réflexion diffuse), T = Transmission

2.3. COMPORTEMENT DES SURFACES RÉFLÉCHISSANTES DU GUIDE OPTIQUE : UTILISATION DU MODÈLE UNIFIÉ

- La surface optique S1 correspond au 1^{er} dioptré rencontré par les photons lumineux lorsqu'ils entrent dans la lame (milieu extérieur vers céramique). C'est sur cette surface que l'on va coder les réflexions. On entre une valeur de REFLECTIVITY = 1 car on ne veut aucune absorption à la surface de la céramique, les paramètres TRANSMITTANCE et SPECULAR SPIKE servent ensuite à donner les proportions de photons transmis à l'intérieur de la céramique et réfléchis de manière spéculaire.
- Le milieu interne de la lame est constitué d'alumine. On code ce matériau et on y assigne une longueur d'absorption qui permet de coder le pourcentage de transmission à la sortie de la lame. On y assigne un indice de réfraction fictive. Au départ on choisit de donner un indice de réfraction égal à 1, car on pense que de toute façon l'indice des céramiques n'intervient pas dans le calcul. A la toute fin du travail (partie 6), on se rend compte qu'il vaut mieux utiliser un indice égal à celui du TMBi, de manière à ne pas dévier les photons et à ne pas ajouter des réflexions totales lors de la traversée des lames. En effet, si l'indice de la céramique est différent de celui du TMBi et que le photon est considéré comme "transmis" à la surface S1, alors il y a ensuite un algorithme qui décide si il doit être réfléchi ou dévié selon les lois de Descartes-Fresnel. Pour supprimer cet effet (et les réflexions supplémentaires qu'il engendre), la seule solution est d'assigner à la céramique le même indice que le TMBi.
- La surface optique S2 correspond au 2^{ème} dioptré rencontré par les photons, à la sortie de la lame (céramique vers milieu extérieur). On définit cette surface de manière à ce qu'elle n'ait pas d'incidence sur le parcours des photons.

Reproduction des mesures réalisées au spectrophotomètre dans Geant4

Modélisation de la sphère intégrante

La géométrie de sphères intégrantes utilisée dans le spectrophotomètre est la suivante (figure IV.2.7) :

- La sphère mesure 15 cm de diamètre.
- Elle est recouverte d'un manteau interne blanc réfléchissant en Spectralon, d'épaisseur 4 mm .
- Le faisceau lumineux incident arrive sur l'échantillon avec un angle de 8° par rapport à la normale au dioptré, lors des mesures en réflexion. Un deuxième port permet, s'il est ouvert, d'évacuer la lumière réfléchie de manière spéculaire, de façon à ne mesurer que la quantité de réflexion diffuse.
- Lors des mesures en transmission, le faisceau lumineux traverse l'échantillon perpendiculairement.

La surface interne de la sphère intégrante est recouverte d'un revêtement réfléchissant : le Spectralon. Son comportement optique est le suivant : 99% de réflexion diffuse et 1% d'absorption. Pour le modéliser, on utilise le modèle unifié, avec une surface de type "dielectric", de finition "ground front painted" pour avoir une réflexion diffuse, et REFLECTIVITY = 99% (ce qui n'est pas réfléchi est absorbé d'après la définition de la surface). Le résultat de ce modèle est présenté sur les figures IV.2.8 et IV.2.9.

La figure IV.2.8 permet de vérifier qu'il y a bien 99% de réflexion diffuse et 1% d'absorption au dioptré air - spectralon. La figure IV.2.9 permet de vérifier que la réflexion est

2.3. COMPORTEMENT DES SURFACES RÉFLÉCHISSANTES DU GUIDE OPTIQUE : UTILISATION DU MODÈLE UNIFIÉ

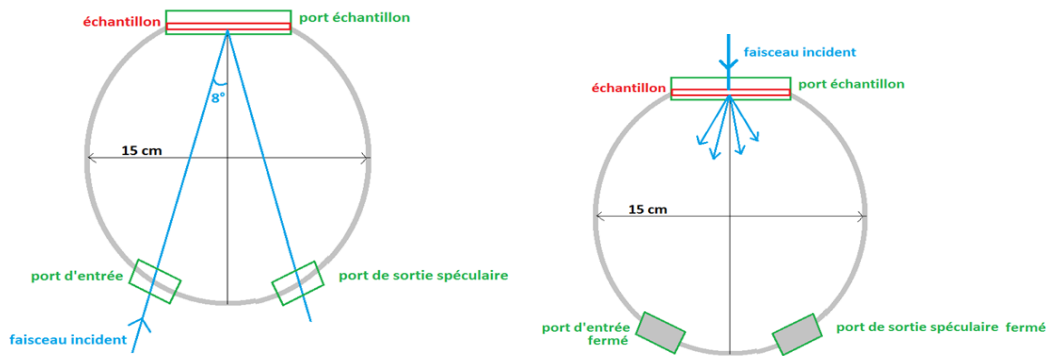


FIGURE IV.2.7 – Schéma de la géométrie des sphères intégrantes, en mesure de réflexion et de transmission

isotrope.

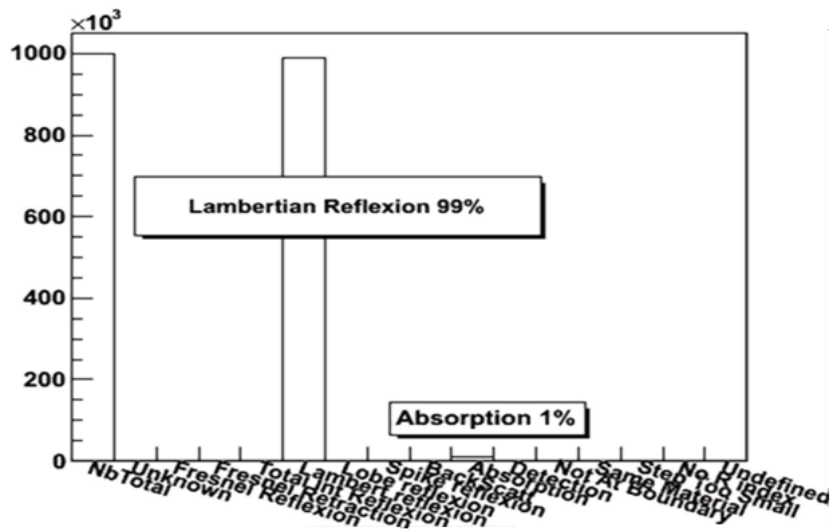


FIGURE IV.2.8 – Processus optiques lors de l'arrivée d'un photon lumineux au dioptre air - spectralon.

Résultats de la simulation

On reproduit les mesures uniquement entre 400 et 800 nm (domaine de la lumière visible) et on compare les résultats obtenus par simulations avec les courbes issues du spectrophotomètre.

Reproduction des mesures en réflexion

Réflexion totale = réflexion spéculaire + réflexion diffuse La première mesure effectuée est celle de la réflexion totale de l'échantillon, c'est-à-dire que le port de sortie spéculaire est fermé, de façon à mesurer la quantité totale de lumière réfléchie, que ce soit de manière spéculaire ou diffuse. La géométrie du modèle Geant4 est visible sur la figure IV.2.10. Le port d'entrée est modélisé par le rectangle noir, le port de mesure est modélisé par le rectangle vert (tous deux remplis d'air) et l'échantillon de céramique est représenté

2.3. COMPORTEMENT DES SURFACES RÉFLÉCHISSANTES DU GUIDE OPTIQUE : UTILISATION DU MODÈLE UNIFIÉ

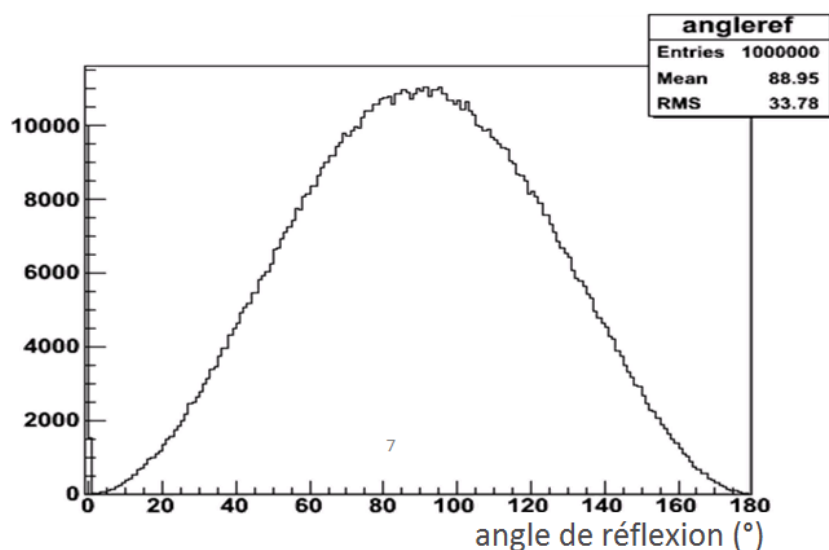


FIGURE IV.2.9 – Angle de réflexion des photons lumineux au dioptre air - spectralon.

par le rectangle rouge (en alumine, avec les propriétés de réflexion et d'absorption des lames de céramique)

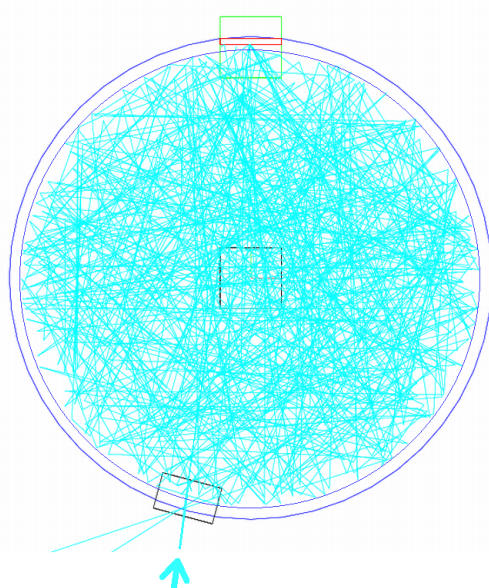


FIGURE IV.2.10 – Géométrie de la sphère intégrante en configuration de mesure "réflexion totale".

Les processus optiques enregistrés au dioptre air - céramique (surface réfléchissante S1) sont bien ceux attendus (figure IV.2.11) : on retrouve beaucoup de réflexion lambertienne ($\approx 85\%$), très peu de réflexion de Fresnel (ou réflexion spéculaire), et de la transmission (car les photons qui ne sont pas réfléchis partent à l'intérieur de la céramique, où ils seront ou non absorbés). Cela correspond aux mesures faites sur les échantillons de céramiques.

L'angle de réflexion montre également une part importante de réflexion diffuse et très peu de réflexion spéculaire (figure IV.2.12). On vérifie bien qu'il y a une composante spéculaire (réflexion à 98° , soit la normale $+8^\circ$, sachant que le faisceau incident arrive lui-même à 8°). Le reste correspond à une réflexion diffuse isotrope.

2.3. COMPORTEMENT DES SURFACES RÉFLÉCHISSANTES DU GUIDE OPTIQUE : UTILISATION DU MODÈLE UNIFIÉ

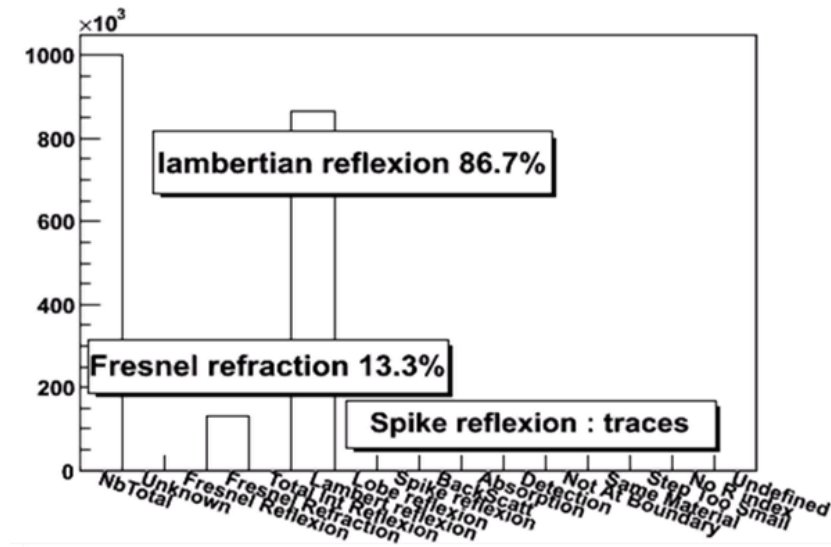


FIGURE IV.2.11 – Processus optiques lors de l’arrivée d’un photon lumineux au dioptré air - céramique (S1).

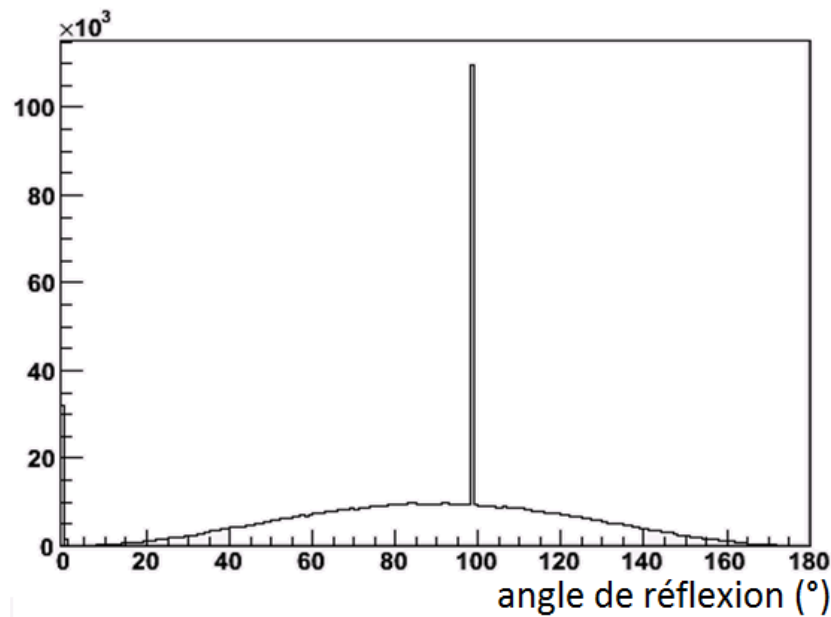


FIGURE IV.2.12 – Angle de réflexion au dioptré air - céramique (S1).

2.3. COMPORTEMENT DES SURFACES RÉFLÉCHISSANTES DU GUIDE OPTIQUE : UTILISATION DU MODÈLE UNIFIÉ

La figure IV.2.13 montre la comparaison entre les valeurs de réflexion totale mesurées par spectrophotométrie et reproduites dans Geant4. La réflexion totale correspond à la somme des réflexion diffuse (RD) et spéculaire (RS). C'est cette grandeur que l'on mesure directement au spectrophotomètre, et que l'on reproduit ici en simulation Monte Carlo. La bonne concordance entre les courbes indique que le comportement des céramiques est correctement modélisé.

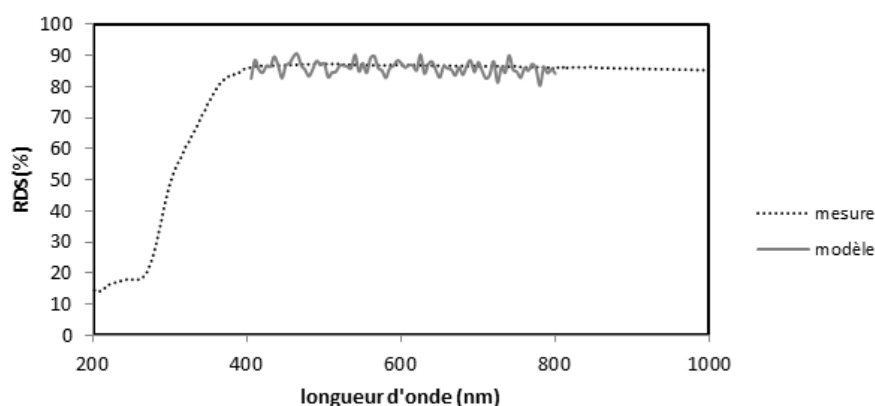


FIGURE IV.2.13 – Pourcentage de photons lumineux qui sont détectés lors de la mesure en réflexion totale.

Réflexion diffuse seule Dans ce cas, le port de sortie spéculaire est ouvert, afin de supprimer la lumière réfléchie de manière spéculaire. La géométrie du modèle Geant4 est visible sur la figure IV.2.14. Le port d'entrée est modélisé par le rectangle noir de gauche, le port de sortie spéculaire est modélisé par le rectangle noir de droite, le port de mesure est modélisé par le rectangle vert (tous trois remplis d'air) et l'échantillon de céramique est représenté par le rectangle rouge (en alumine, avec les propriétés de réflexion et d'absorption des lames de céramique).

La figure IV.2.15 montre la comparaison entre les valeurs de réflexion diffuse mesurées par spectrophotométrie et reproduites dans Geant4. Les résultats obtenus sont très proches de la réflexion totale, ce qui est logique étant donné la faible part de réflexion spéculaire. La bonne concordance entre les courbes indique que le comportement des céramiques est correctement modélisé.

Reproduction des mesures en transmission Dans le cas de la mesure de transmission, l'échantillon est placé sur la trajectoire du faisceau lumineux, avant la sphère intégrante. On récupère ensuite la totalité de la lumière transmise, quelle que soit sa direction. La géométrie du modèle Geant4 est visible sur la figure IV.2.16. Le port de mesure est modélisé par le rectangle vert (rempli d'air) et l'échantillon de céramique est représenté par le rectangle rouge (en alumine, avec les propriétés de réflexion et d'absorption des lames de céramique).

La figure IV.2.17 montre la comparaison entre les valeurs de transmission mesurées par spectrophotométrie et reproduites dans Geant4. La bonne concordance entre les courbes indique que le comportement des céramiques est correctement modélisé.

2.3. COMPORTEMENT DES SURFACES RÉFLÉCHISSANTES DU GUIDE OPTIQUE : UTILISATION DU MODÈLE UNIFIÉ

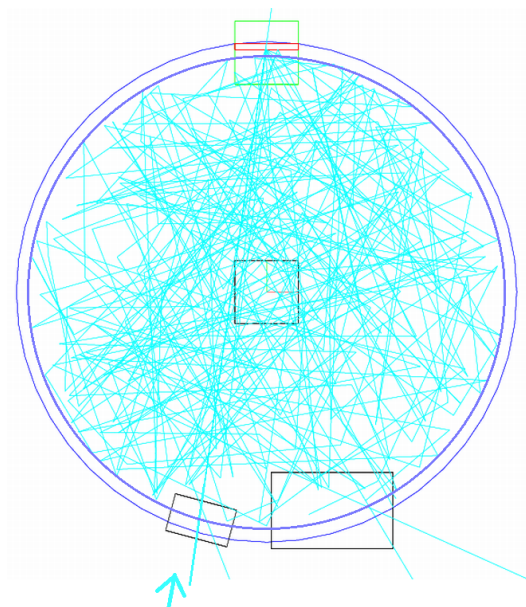


FIGURE IV.2.14 – Géométrie de la sphère intégrante en configuration de mesure "réflexion diffuse".

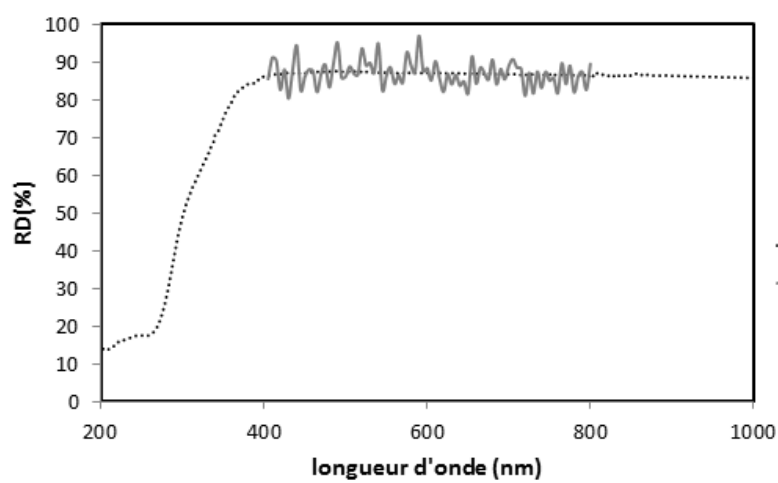


FIGURE IV.2.15 – Pourcentage de photons lumineux qui sont détectés lors de la mesure en réflexion diffuse

2.3. COMPORTEMENT DES SURFACES RÉFLÉCHISSANTES DU GUIDE OPTIQUE : UTILISATION DU MODÈLE UNIFIÉ

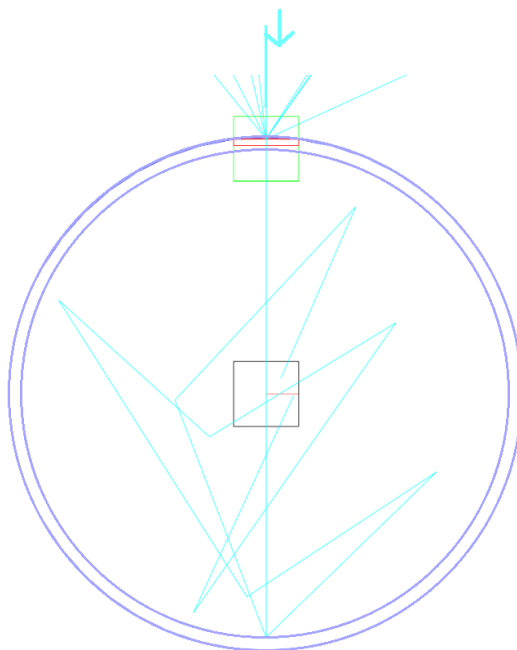


FIGURE IV.2.16 – Géométrie de la sphère intégrante en configuration de mesure "transmission".

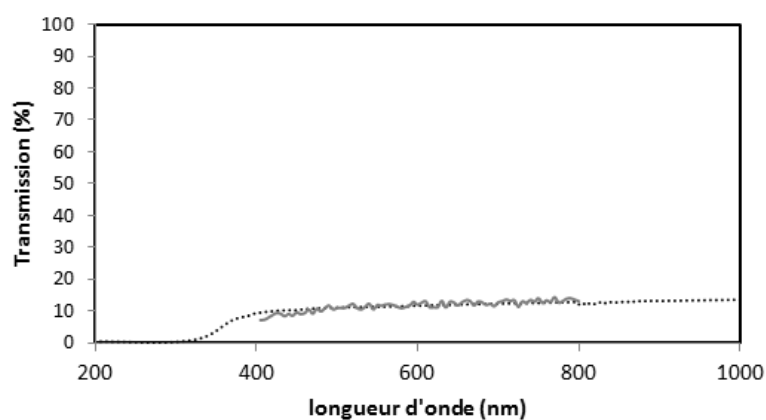


FIGURE IV.2.17 – Pourcentage de photons lumineux qui sont détectés lors de la mesure en transmission

2.4. MODÉLISATION DES PMTS ET DE LEUR EFFICACITÉ QUANTIQUE DE DÉTECTION

Pour conclure, on peut affirmer que cette étude valide notre modélisation du comportement des céramiques en terme de réflexion (diffuse et spéculaire), transmission et absorption, telles qu'elles ont été mesurées **dans l'air**. On utilisera ces comportements également dans la modélisation du démonstrateur optique, cas pour lequel les céramiques sont immergées dans le TMBi.

2.4 Modélisation des PMTs et de leur efficacité quantique de détection

Pour modéliser l'efficacité de détection des photocathodes des PMTs en fonction de la longueur d'onde des photons, on a recours à un petit artifice. On utilise deux volumes imbriqués, placés dans le volume "PMT" lui même modélisé par du verre BK7 (fenêtre d'entrée). Ces deux volumes se nomment "photocathode" et "enveloppe", et leurs comportements optiques sont les suivants :

- Le volume "photocathode" a une surface possédant la capacité d'absorber ou de réfléchir la lumière. Le pourcentage d'absorption correspond à l'efficacité de détection de la photocathode (probabilité d'absorption donnée en fonction de la longueur d'onde = DQE). On considère tout ce qui est absorbé comme détecté, et tout ce qui est réfléchi comme non-détecté.
- Le volume "enveloppe" est entièrement artificiel, il ne sert en fait qu'à récupérer les photons non détectés par la photocathode (et donc réfléchis). La surface est codée de manière à laisser passer les photons de l'extérieur vers l'intérieur, mais de les absorber lorsqu'ils font le chemin inverse.

La probabilité d'absorption à la surface d'entrée dans la photocathode correspond à l'efficacité quantique de détection telle qu'elle est documentée pour les photomultiplicateurs (documentation Hamamatsu R11265-100). La courbe correspondante est présentée sur la figure IV.2.18 (on ne dispose que de quelques points, avec une interpolation linéaire entre ces points).

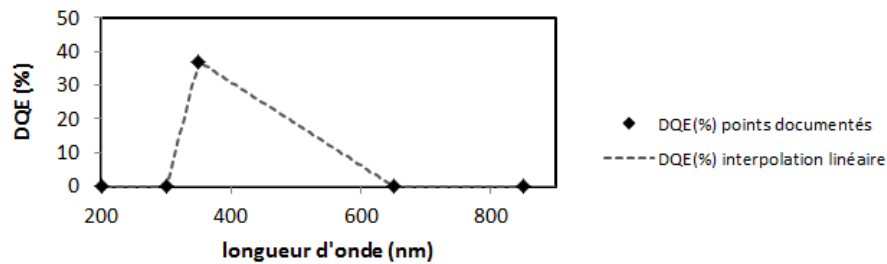


FIGURE IV.2.18 – Efficacité de détection des PMTs Hamamatsu R11265-100 implémentée dans Geant4.

Les deux volumes "photocathode" et "enveloppe" sont modélisés par du BK7 aussi, afin de ne créer aucune réflexion / réfraction de Fresnel aux interfaces.

La figure IV.2.19 présente un schéma rappelant la géométrie des volumes ainsi que leur rôle lors de l'arrivée d'un photon lumineux.

De cette façon, dans les analyses, on pourra différencier les photons lumineux qui arrivent à la photocathode de ceux qui sont réellement détectés et donnent naissance à un photoélectron.

2.5. VALIDATION DU MODÈLE POUR LES PRINCIPAUX PHÉNOMÈNES PHYSIQUES

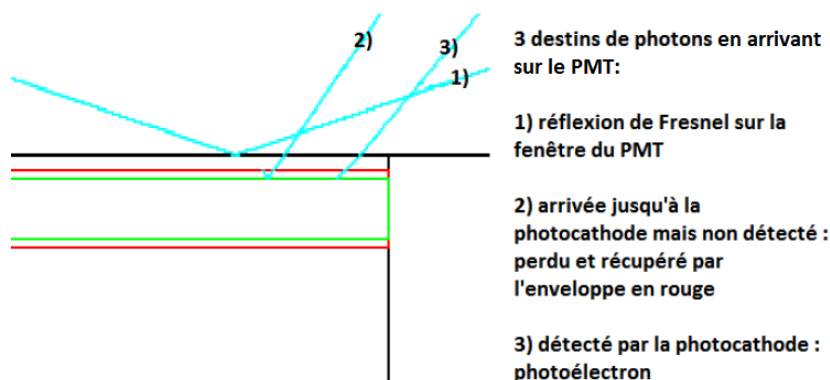


FIGURE IV.2.19 – Schéma de principe du modèle de détection dans la simulation Monte Carlo.

2.5 Validation du modèle pour les principaux phénomènes physiques

Énergie des électrons émis par l'interaction du γ dans le TMBi

On relève l'énergie déposée par les électrons dans le liquide, quelle que soit l'interaction primaire du photon γ . On dissocie deux cas, soit l'ensemble des électrons, soit uniquement les électrons qui ont donné naissance à des photons lumineux par effet Cerenkov.

L'énergie déposée par les électrons de recul dans le TMBi est donnée sur les histogrammes IV.2.20 et IV.2.22.

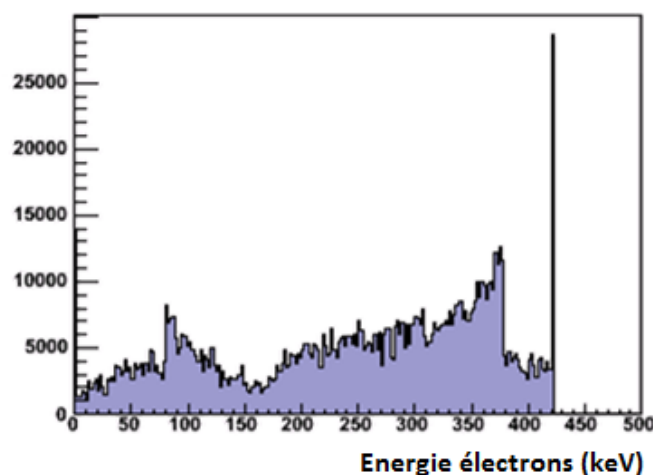


FIGURE IV.2.20 – Énergie déposée par les électrons créés à l'issue de l'interaction γ - TMBi. Note : les bins autres que 0 et 420 keV sont multipliés par 100 afin d'être lisibles sur l'histogramme.

Le front à 80 keV observable sur l'histogramme IV.2.20 est expliqué sur la figure IV.2.21 : il s'agit des électrons issus de photons γ qui ont subi une diffusion Compton dans la bride avant en inox, et qui déposent dans le TMBi entre 171 keV et 511 keV par effet photoélectrique, donnant naissance à des photoélectrons d'énergie cinétique supérieure à 80 keV.

Sur la figure IV.2.20 on remarque également un trou dans l'histogramme entre 380 keV et 420 keV. Cela correspond à un artefact de la simulation Monte Carlo. Normalement le

2.5. VALIDATION DU MODÈLE POUR LES PRINCIPAUX PHÉNOMÈNES PHYSIQUES

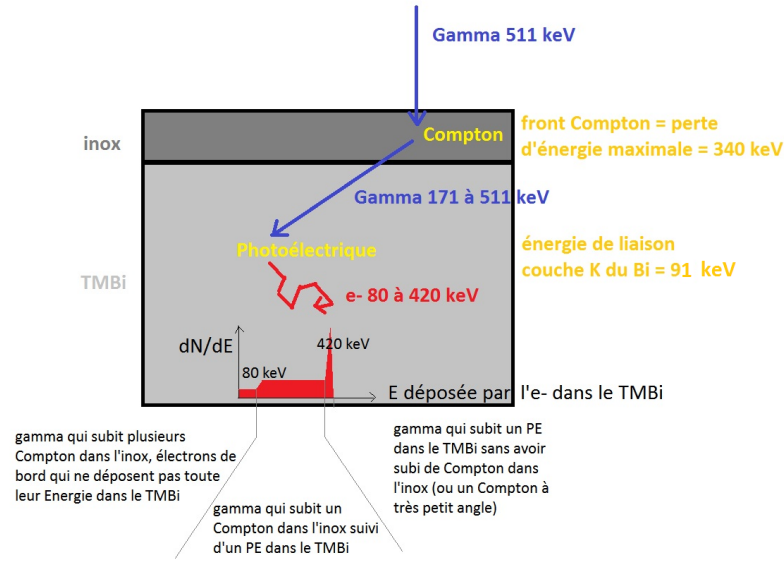


FIGURE IV.2.21 – Schéma explicatif de l'énergie des électrons créés à l'issue de l'interaction γ - TMBi

spectre devrait être continu jusqu'au pic de 420 keV.

On peut expliquer cet effet par le "range cut-off" choisi pour effectuer les simulations. On a décidé de garder un seuil standard de 1 mm afin de ne pas allonger le temps de simulation. Ce seuil est converti par Geant4 en une énergie en dessous de laquelle aucune particule secondaire n'est émise, pour chaque milieu défini dans la géométrie du détecteur.

En pratique, cela signifie que le photon diffusé en sortie de la plaque d'inox (figure IV.2.21) n'a pas une énergie comprise entre 171 et 511 keV, mais entre 171 et 470 keV. Au delà de 470 keV, la queue de distribution Compton manque de statistique, ce qui explique que très peu de photons γ arrivent dans le TMBi avec une énergie comprise entre 470 et 511 keV.

Cela se traduit par le front observé à 380 keV (après soustraction de l'énergie de liaison du bismuth). En remplaçant la valeur standard du "range cut-off" par $1 \mu\text{m}$, le seuil à 380 keV disparaît et on peut alors observer le seuil classique du front Compton à 340 keV dans le TMBi (qui sinon est masqué), mais on allonge le temps de calcul.

Dans le cas où au moins un photon Cerenkov est émis (figure IV.2.22), on remarque que l'histogramme se découpe en 3 parties :

- Au delà de 280 keV, l'histogramme ressemble beaucoup à celui de la figure IV.2.20. A cette énergie, tous les électrons émettent de la lumière par effet Cerenkov.
- En dessous de 143 keV environ, aucun électron n'émet de lumière Cerenkov. En effet, cela correspond au seuil théorique Cerenkov pour un milieu d'indice 1,6, ce qui correspond au TMBi. Les quelques dépôts d'énergie peuvent s'expliquer par des phénomènes de bords : certains électrons peuvent déposer seulement une petite partie de leur énergie dans le TMBi avant de passer dans un autre milieu.
- Entre 143 et 280 keV, on remarque une montée de plus en plus franche à mesure que l'énergie augmente. Cet effet sera expliqué par la suite (figure IV.2.29 dans les paragraphes suivants). Il correspond à un régime non linéaire de l'émission Cerenkov

2.5. VALIDATION DU MODÈLE POUR LES PRINCIPAUX PHÉNOMÈNES PHYSIQUES

en dessous d'un seuil "efficace" (ici 280 keV).

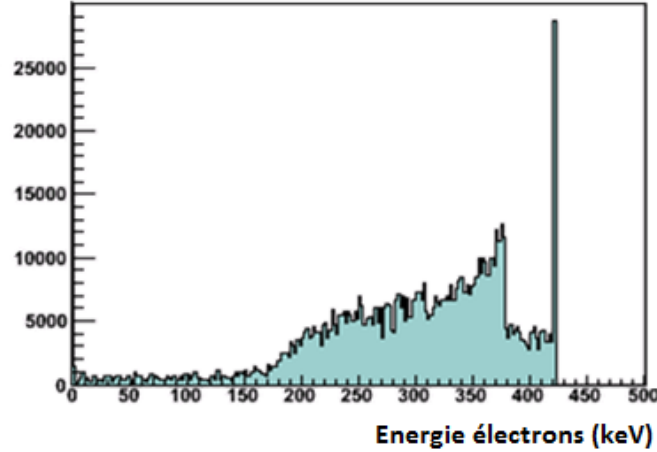


FIGURE IV.2.22 – Énergie déposée par les électrons qui donnent naissance à une émission Cerenkov.
Note : les bins autres que 0 et 420 keV sont multipliés par 100 afin d'être lisibles sur l'histogramme.

Émission de la lumière par effet Cerenkov

Nombre de photons lumineux émis L'histogramme du nombre de photons lumineux émis pour chaque événement γ qui fait un effet photoélectrique primaire dans le TMBi est donné sur la figure IV.2.23. Avec un indice de réfraction défini entre 380 nm et 1000 nm on a en moyenne 17,3 photons optiques émis pour une interaction photoélectrique primaire du γ dans le TMBi. La très faible quantité de lumière émise peut alors expliquer le défaut d'efficacité observé sur le détecteur. Un effort conséquent devra donc être fait sur la collection de la lumière.

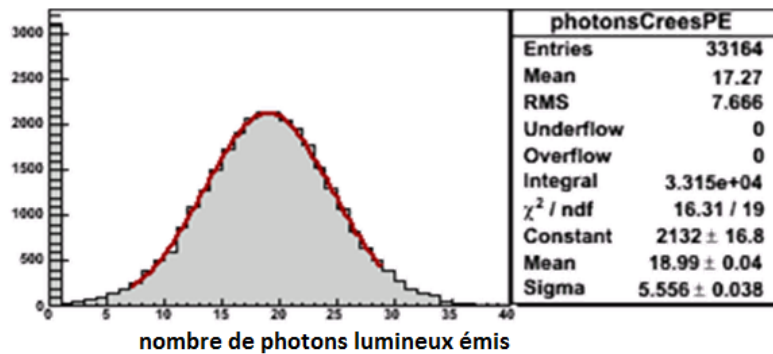


FIGURE IV.2.23 – Nombre de photons lumineux émis par effet Cerenkov dans le cas d'un événement γ 511 keV qui fait un effet photoélectrique primaire dans le TMBi.

Longueur d'onde des photons lumineux générés par effet Cerenkov La figure IV.2.24 donne le spectre d'émission lumineuse par effet Cerenkov dans l'ensemble du détecteur. La dépendance en $\frac{1}{\lambda^2}$ est bien visible (courbe d'ajustement en bleu foncé). Il y a également une dépendance selon l'indice optique n , ce qui explique que la courbe en $\frac{1}{\lambda^2}$ ne

2.5. VALIDATION DU MODÈLE POUR LES PRINCIPAUX PHÉNOMÈNES PHYSIQUES

puisse pas parfaitement ajuster l'histogramme. Ce serait le cas si on avait défini un indice de réfraction n constant sur toute la gamme de longueurs d'ondes. Entre 200 et 380 nm, les photons observés sont ceux qui sont produits par effet Cerenkov dans d'autres milieux que le TMBi, pour lesquels l'indice a été défini à partir de 200 nm (verre BK7 notamment).

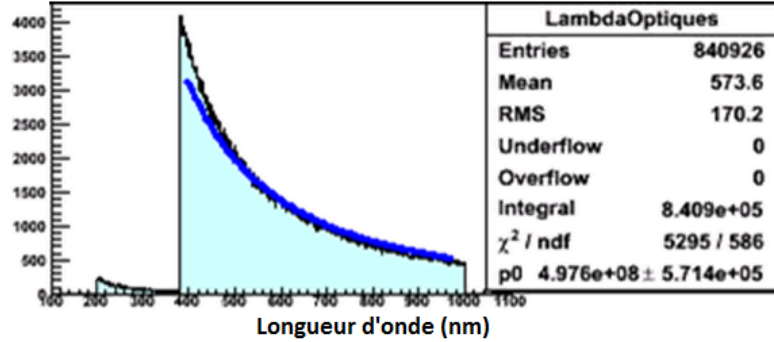


FIGURE IV.2.24 – Longueur d'onde de l'ensemble des photons lumineux émis par effet Cerenkov dans le modèle Geant4.

Angle d'émission de la lumière Cerenkov par rapport à la direction du γ initial

La figure IV.2.25 donne l'angle dans lequel sont émis les photons lumineux, par rapport à la direction d'incidence du γ initial (perpendiculaire au plan du détecteur). Sur cet histogramme, on ne sélectionne que les photons lumineux issus d'un γ ayant fait comme première interaction un effet Photoélectrique dans le TMBi (phénomène d'intérêt pour la détection). On remarque en faisant l'intégrale entre 0 et 90° que 60% des photons sont émis dans cette direction. L'émission Cerenkov a donc plutôt lieu vers l'avant.

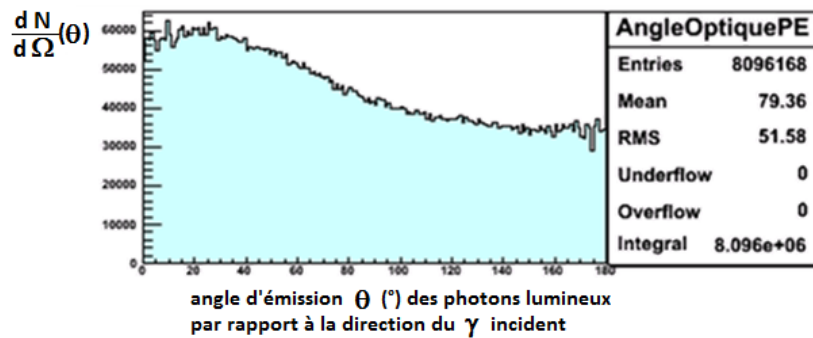


FIGURE IV.2.25 – Angle d'émission des photons lumineux par effet Cerenkov par rapport à la direction d'incidence du photon γ initial, pour le cas où ce γ fait un effet photoélectrique primaire dans le TMBi. Cet histogramme est normalisé par l'angle solide.

Reproduction des mesures de rendement lumineux du TMBi

Des travaux ont été faits antérieurement par D. Yvon et P. Verrecchia, pour mesurer le rendement lumineux du TMBi, c'est-à-dire le nombre de photons lumineux émis par effet Cerenkov par unité d'énergie déposée par le γ . A l'époque, on partait de l'hypothèse que

2.5. VALIDATION DU MODÈLE POUR LES PRINCIPAUX PHÉNOMÈNES PHYSIQUES

la lumière était émise par scintillation. Ils ont donc utilisé un montage inspiré de [Cassette and Bouchard 2003] permettant de mesurer le rendement de scintillation d'un matériau.

Ce montage est présenté sur la figure IV.2.26. Il est composé d'une cuve remplie de TMBi, d'une source radioactive (ici on a utilisé du ^{60}Co) et d'un détecteur scintillant NaI placé de telle façon qu'il sélectionne les γ qui ont fait un Compton à 90° dans le TMBi. Dans ce cas, l'énergie déposée dans le TMBi est de 836 keV. On mesurait de cette façon un rendement lumineux autour de 40 à 80 photons/MeV.

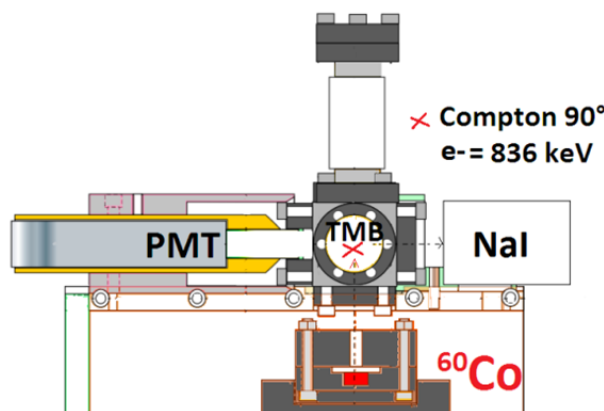


FIGURE IV.2.26 – Dispositif de mesure du rendement lumineux dans le TMBi.

Pour reproduire ce résultat, on effectue un tirage isotrope d'électrons de 836 keV au centre de la cellule 5 (figure IV.2.27), et on note le nombre de photons émis.

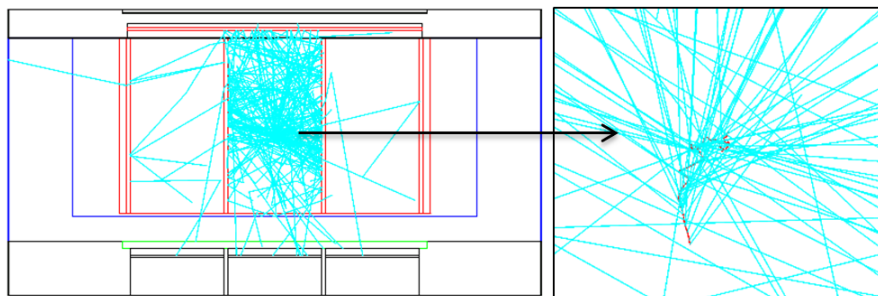


FIGURE IV.2.27 – Tirage d'un électron de 836 keV au centre de la cellule 5. La trajectoire de l'électron est en rouge, celle des photons Cerenkov en bleu clair.

Cette fois on obtient bien la courbe d'émission (presque) en $1/\lambda^2$ propre à l'effet Cerenkov (figure IV.2.28), et cette courbe débute bien à 380 nm car les électrons ne peuvent pas faire d'effet Cerenkov dans les autres milieux puisqu'ils sont tirés directement dans le TMBi. Il y a en moyenne 75 photons émis pour un électron de 836 keV, ce qui amène à un rendement lumineux de 90 photons/MeV. On est bien dans les ordres de grandeur attendus.

Remarque : avec un rendement lumineux de 90 photons/MeV on devrait avoir en moyenne 38 photons émis pour un photoélectron de 420 keV dans le cas d'un γ de 511 keV, on en n'a que 19. Pour expliquer ceci on peut émettre deux hypothèses : soit la relation n'est pas linéaire, soit il y a un seuil d'énergie en-dessous duquel aucun photon Cerenkov n'est émis. La seconde hypothèse correspond à ce qu'on attend de la physique de l'effet Cerenkov. Pour la tester, on envoie des électrons de plusieurs énergies différentes

2.6. COLLECTION DE LA LUMIÈRE CERENKOV DANS LE DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

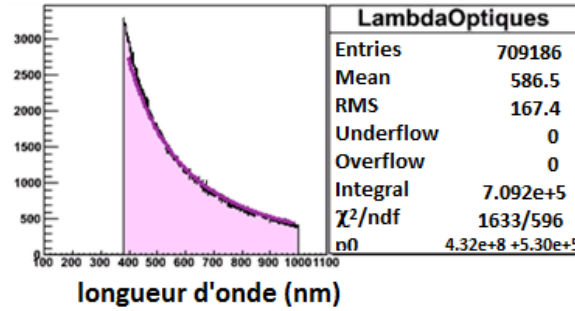


FIGURE IV.2.28 – Longueur d'onde des photons lumineux émis par effet Cerenkov dans le TMBi.

pour construire la figure IV.2.29. On remarque un comportement asymptotique linéaire ainsi qu'un effet de seuil, comme on s'y attendait pour l'effet Cerenkov.

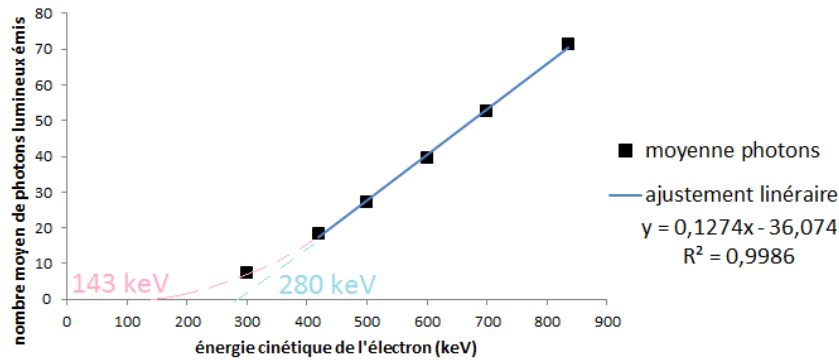


FIGURE IV.2.29 – Nombre moyen de photons lumineux émis par effet Cerenkov dans le TMBi en fonction de l'énergie des électrons.

Sur la figure IV.2.29 on distingue 2 seuils :

- Le seuil réel théorique, estimé à environ 143 keV pour un indice de réfraction du TMBi autour de 1,6)
- Le seuil "efficace" autour de 280 keV, issu de l'extrapolation linéaire de l'asymptote de la courbe, traduisant l'énergie à partir de laquelle le rendement de production de lumière Cerenkov commence à augmenter linéairement avec l'énergie des électrons.

En pratique, cela signifie qu'en dessous de 280 keV, l'électron passe en dessous du seuil Cerenkov dès sa première interaction avec le milieu et émet donc très peu de lumière.

2.6 Collection de la lumière Cerenkov dans le démonstrateur optique

Visualisation des photons lumineux dans le modèle

la figure IV.2.30 montre un tirage de quelques photons γ de 511 keV (en bleu foncé), parmi lesquels l'un dépose de l'énergie dans le TMBi, donnant naissance à des photons lumineux (en bleu clair) par effet Cerenkov.

2.6. COLLECTION DE LA LUMIÈRE CERENKOV DANS LE DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

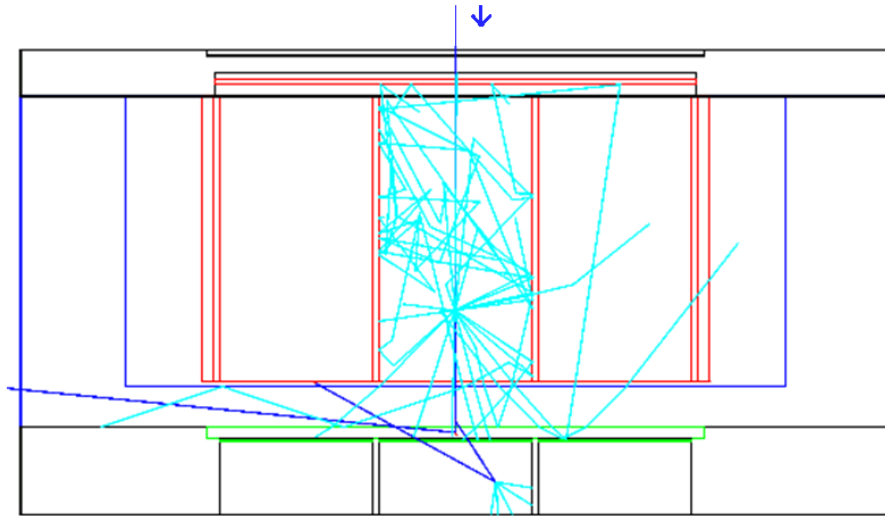


FIGURE IV.2.30 – Tirage de quelques photons γ (511 keV) en face de la cellule centrale (visualisation Geant4).

Efficacité de la collection et de la détection de la lumière

La figure IV.2.31 (histogramme "destin") montre les lieux d'absorption des photons lumineux. 12,3% des photons lumineux créés parviennent jusqu'à la photocathode centrale (n°5), tandis que 55.1% sont auto-absorbés par le TMBi. On peut donc penser que l'auto-absorption est le phénomène majeur limitant la détection des photons optiques.

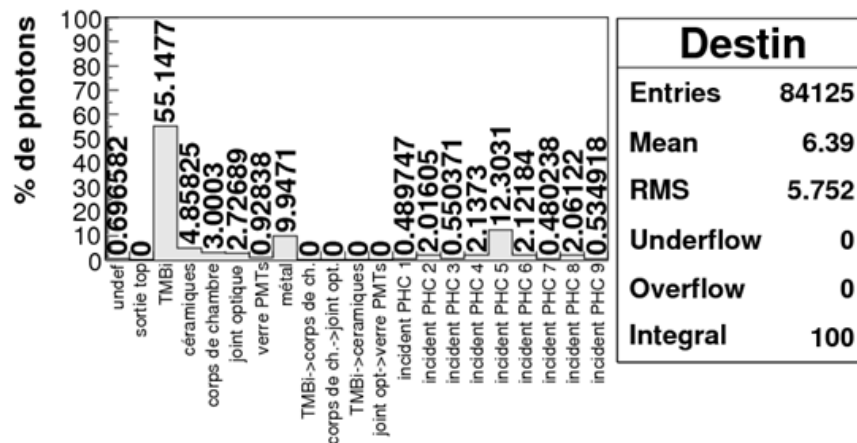


FIGURE IV.2.31 – Lieu d'absorption des photons optiques (en % du nombre de photons initiaux émis). Les flèches indiquent une absorption à l'interface entre deux milieux. Le terme "incident" indique que les photons arrivent jusqu'à une photocathode (PHC) de PMT, sans pour autant forcément être détectés (on ne tient pas compte dans ce graphe de l'efficacité quantique de détection des PMTs).

La figure IV.2.32 montre que seulement 1.73% des photons lumineux créés sont réellement détectés par le PMT n°5 (en prenant en compte à la fois la collection de lumière et l'efficacité quantique de détection du PMT). C'est ce chiffre particulièrement que l'on cherchera à maximiser.

On définit la diaphonie optique comme étant le rapport entre le nombre de détections

2.7. EFFICACITÉ GLOBALE DE LA DÉTECTION DES PHOTONS γ

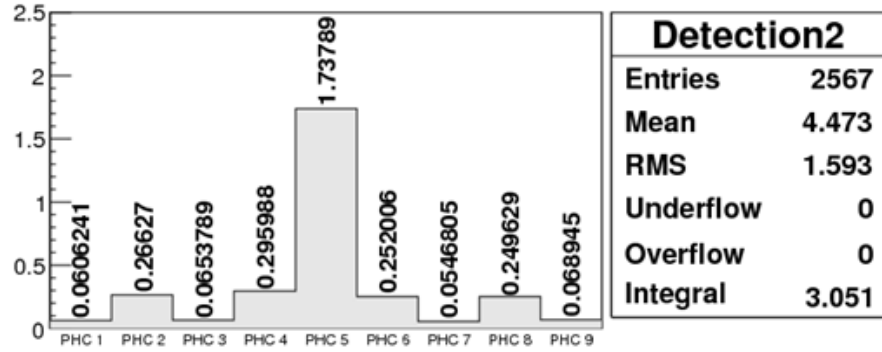


FIGURE IV.2.32 – Pourcentage du nombre de photons optiques créés qui sont réellement détectés à la surface des photocathodes, c'est-à-dire qui donnent naissance à des photo-électrons dans les PMTs.

de photons dans les voies périphériques et le nombre de détections en voie 5 : $diaphonie = \frac{\sum_{voies \neq 5}}{Voie5} = \frac{1.32}{1.74} = 76\%$. On cherchera également à minimiser cette diaphonie optique.

Remarque : les mesures effectuées sur le premier démonstrateur optique ont montré une diaphonie de 166%, soit plus de 2 fois la diaphonie prévue par le modèle Monte Carlo. On peut expliquer cet écart par deux hypothèses :

- Le détecteur n'était peut-être pas parfaitement aligné avec la source et le scintillateur YAP lors de la mesure expérimentale, ce qui aurait conduit à une surestimation de la diaphonie dans les mesures.
- Notre modèle Monte Carlo sous-estime peut-être la diaphonie, et notamment la diaphonie optique, c'est-à-dire le passage des photons lumineux d'une cellule à l'autre du détecteur, à travers les parois du guide de lumière en céramique. En effet, on rappelle que l'on a implémenté dans le modèle le comportement optique des céramiques mesuré **dans l'air**, alors qu'elles sont en réalité immergées dans le TMBi. Il est probable qu'une fois immergées dans un liquide de haut indice tel que le TMBi, les céramiques deviennent plus transparentes, ce qui expliquerait la sous-estimation de la diaphonie observée.

Temps d'arrivée des photons optiques

La figure IV.2.33 donne le temps d'arrivée des photons optiques à la photocathode du PMT n°5. Le pic initial correspond aux photons dont le trajet a été direct (pas de réflexions), tandis que la queue correspond aux photons qui ont effectué de multiples réflexions dans le TMBi (entre les parois des guides de lumière), avant d'arriver au PMT. Afin d'améliorer la résolution en temps du détecteur, il serait intéressant d'augmenter au maximum le nombre d'événements dans le pic, et de diminuer la queue de l'histogramme. Pour cela, il faudra favoriser le passage direct des photons optiques du TMBi au PMT, et minimiser le nombre de réflexions dans le détecteur.

2.7 Efficacité globale de la détection des photons γ

La figure IV.2.34 donne le nombre de photoélectrons produits par le PMTs n°5 (c'est-à-dire le nombre de photons lumineux réellement détectés en tenant compte de l'efficacité quantique de détection du PMT), par événement γ incident dans le détecteur. Si l'on place

2.7. EFFICACITÉ GLOBALE DE LA DÉTECTION DES PHOTONS γ

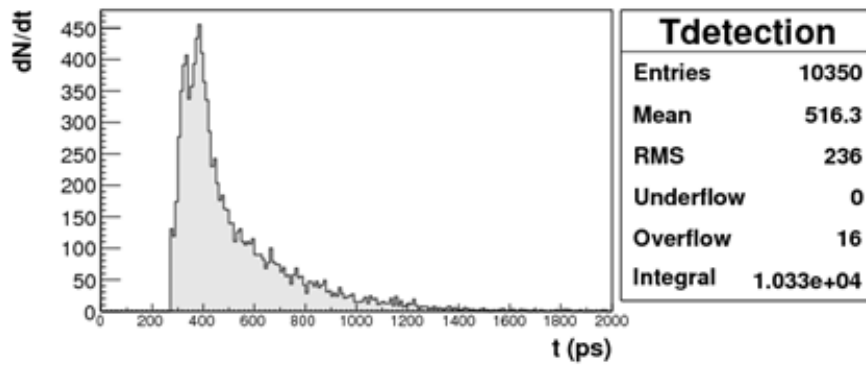


FIGURE IV.2.33 – Temps d'arrivée des photons optiques à la photocathode n°5.

le seuil de détection à un photoélectron (c'est-à-dire si on suppose qu'un seul photoélectron produit par le PMT suffit à obtenir un signal visible en voie 5), alors on s'attend à une efficacité de détection de 12,1%.

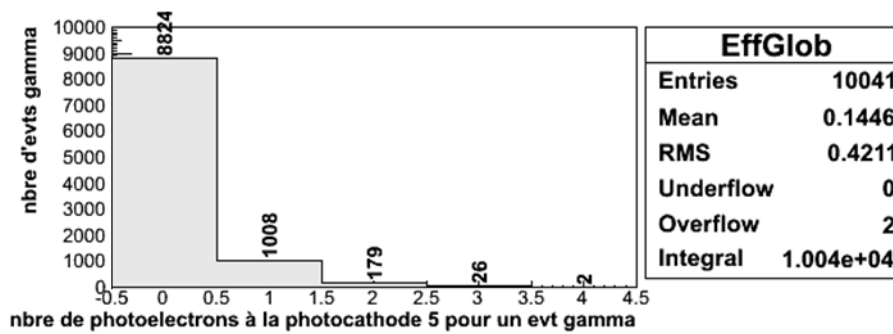


FIGURE IV.2.34 – Efficacité de détection de la voie 5 en nombre de photoélectrons produits par le PMT n°5 pour 10 041 événements γ de 511 keV tirés.

L'efficacité de détection est comparable à celle que l'on avait mesurée sur l'objet test, c'est-à-dire de l'ordre de 7%.

Chapitre 3

Résolution en temps du démonstrateur optique calculée par modélisation semi-analytique

Grâce à la simulation Monte Carlo, on a vu dans le chapitre précédent que l'on pouvait estimer la détection de la lumière émise par effet Cerenkov à seulement 2% environ, en cumulant les pertes de lumière dans le détecteur et l'efficacité quantique de détection du PMT.

La détection du photon γ est datée à partir de la détection du premier photon lumineux détecté. Si, dans un évènement, aucun photon lumineux n'est détecté par le PMT, cela conduit à un défaut d'efficacité du détecteur. Si au moins un photon lumineux est détecté par le PMT, alors l'évènement est comptabilisé. Ensuite, on pense intuitivement que plus le nombre de photons lumineux détectés est grand, et plus la résolution en temps est bonne (car le premier photon lumineux détecté a plus de chances d'être détecté tôt).

C'est pour quantifier le lien entre résolution en temps et efficacité de la détection de la lumière Cerenkov, que l'on construit un modèle semi-analytique, constitué de tirages aléatoires, et utilisant les résultats de la simulation Monte Carlo.

3.1 Modèle statistique de la détection par effet Photoélectrique

Le modèle simule la détection par une succession de tirages aléatoires, dont chaque itération reproduit la détection d'un évènement γ qui dépose la totalité de son énergie en une seule fois dans le TMBi par effet photoélectrique (aucune interaction avant) :

- Tirage n°1 : Nombre de photons lumineux détectés (= nombre de photoélectrons produits) sur le PMT n°5, pour cet évènement
- Tirage n°2 : Pour chaque photon lumineux détecté, tirage du temps d'arrivée de ce photon à la photocathode du PMT n°5. On appelle cette valeur T_{arr}
- Tirage n°3 : Décalage en temps T_{dec} induit par la résolution intrinsèque du PMT, tiré aléatoirement dans une gaussienne dont la largeur correspond au TTS (Transit Time Spread) des PMTs. Pour les PMTs R11265-100 utilisés dans le démonstrateur optique, la documentation Hamamatsu indique qu'ils ont un TTS de 270 ps (FWHM).

3.2. RÉSULTATS DE LA SIMULATION MONTE CARLO : PARAMÈTRES DU MODÈLE STATISTIQUE

- Temps de détection T du photon $T = T_{arr} + T_{dec}$
- Le seuil de détection étant au 1er photoélectron, on retient le temps de détection le plus petit (T_{min}) parmi tous les photons lumineux détectés (si il y en a plusieurs). Ce T_{min} correspond à l'estimation du temps de datation de l'évènement γ par le démonstrateur optique.

On construit ensuite l'histogramme des T_{min} calculés, dans un run correspondant à 100 000 évènements γ (photoélectriques).

3.2 Résultats de la simulation Monte Carlo : paramètres du modèle statistique

Pour effectuer les 2 premiers tirages aléatoires, on utilise les histogrammes fournis par la simulation Monte Carlo du démonstrateur optique :

- Distribution du nombre de photons Cerenkov détectés par la photocathode (n°5), tenant compte de son efficacité quantique (figure IV.3.1). Cet histogramme est issu de la simulation Monte Carlo pour le modèle du démonstrateur optique présenté dans le chapitre précédent. C'est dans cet histogramme que l'on effectue le tirage aléatoire n°1.
- Distribution du temps d'arrivée des photons optiques à la photocathode (n°5) (figure IV.3.2 : issue de la simulation Monte Carlo du chapitre précédent). C'est dans cet histogramme que l'on effectue le tirage aléatoire n°2.

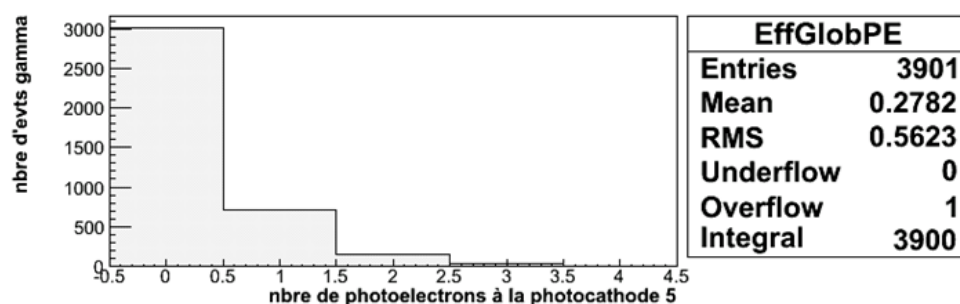


FIGURE IV.3.1 – Nombre de photons Cerenkov détectés par la photocathode du PMT n°5 pour les évènements γ qui déposent la totalité de leur énergie dans le TMBi par effet photoélectrique.

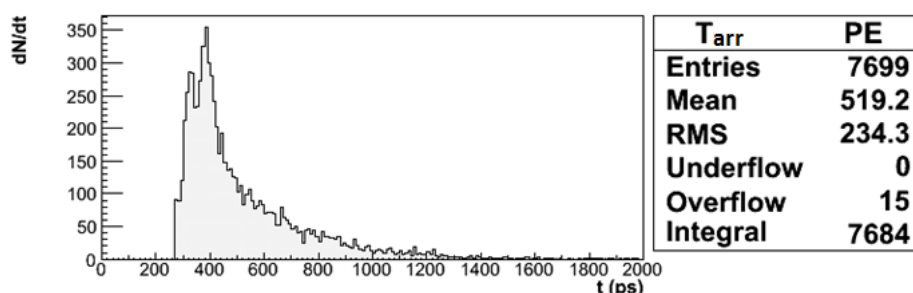


FIGURE IV.3.2 – Histogramme du temps d'arrivée des photons Cerenkov sur la photocathode du PMT n°5 pour les évènements γ qui déposent la totalité de leur énergie dans le TMBi par effet photoélectrique.

3.3 Etude de la résolution en temps

Résolution en temps intrinsèque du démonstrateur optique, en fonction du nombre de photons lumineux détectés

En premier lieu, on ne tient pas compte de la résolution en temps intrinsèque des PMTs. De même, on procède à plusieurs tests avec un nombre de photons détectés fixe. Cela permet d'étudier la dépendance entre le nombre de photons détectés et la résolution en temps intrinsèque du démonstrateur optique (sans tenir compte de la dégradation due au PMT).

On teste 4 cas de figure, soit le PMT détecte 1 photon lumineux par évènement, soit il en détecte 2, soit 3, soit 4. Les histogrammes de datation de l'évènement correspondant à chacun des cas sont alors donnés sur la figure IV.3.3. Plus il y a de photons Cerenkov détectés par évènement, et plus la résolution en temps du détecteur est fine (la queue de distribution se réduit spectaculairement).

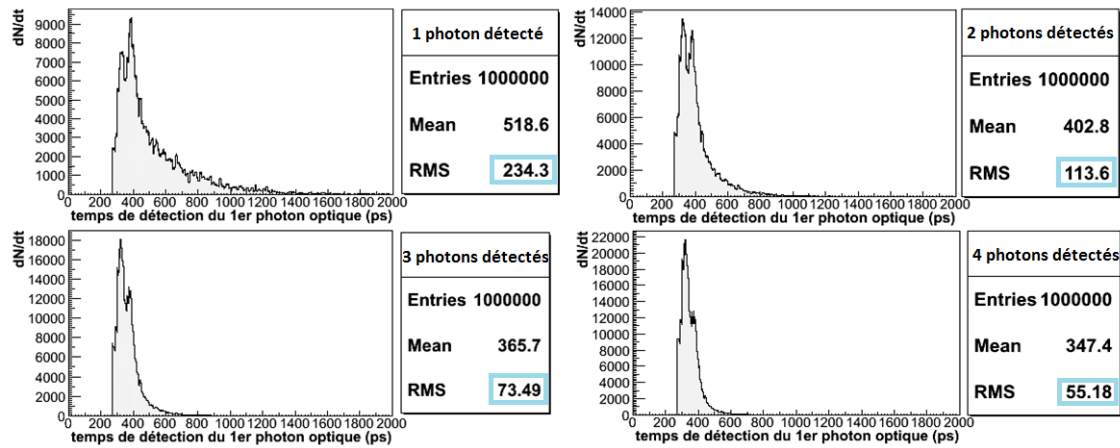


FIGURE IV.3.3 – Histogrammes du temps de détection du premier photon Cerenkov par la photocathode du PMT n°5 pour les évènements γ qui déposent la totalité de leur énergie dans le TMBi par effet photoélectrique en fonction du nombre de photons Cerenkov détectés.

Ce petit test simple confirme l'intuition que l'on avait : la résolution en temps du détecteur ultime dépend aussi de l'efficacité de la collection et de la détection de la lumière Cerenkov émise par le TMBi lors du dépôt d'énergie d'un photon γ de 511 keV.

Dégradation de la résolution en temps intrinsèque du démonstrateur optique par les effets Compton

Toujours sans prendre en compte le TTS des PMTs, on teste maintenant le modèle en prenant 2 cas de figures :

- Résolution en temps sur les évènements γ qui déposent toute leur énergie en une fois dans le TMBi par effet Photoélectrique. On utilise les histogrammes IV.3.1 et IV.3.2 présentés précédemment.
- Résolution en temps sur l'ensemble des évènements γ , incluant ceux qui déposent une partie de leur énergie par effet Compton, dans le TMBi ou ailleurs, avant d'être absorbés, ainsi que ceux qui s'échappent. Pour ce test, on utilise les histogrammes

3.4. COMPARAISON DE LA RÉOLUTION EN TEMPS CALCULÉE AVEC LES MESURES

issus du modèle Monte Carlo du chapitre précédent, présentés sur les figures IV.3.4 et IV.3.5.

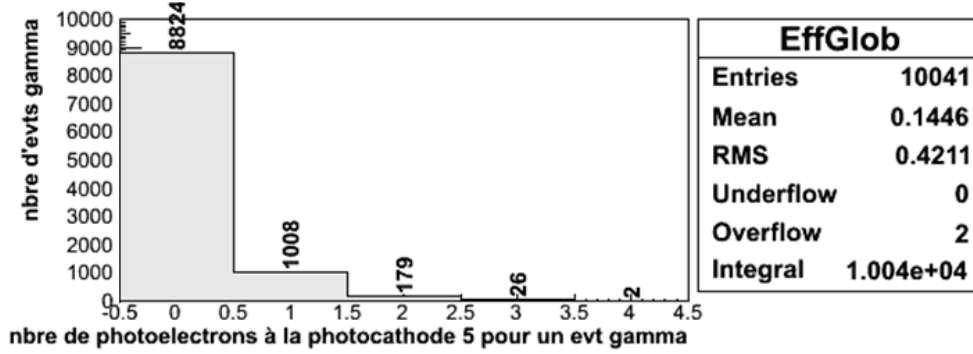


FIGURE IV.3.4 – Nombre de photons Cerenkov détectés par la photocathode du PMT n°5 pour l'ensemble des événements γ .

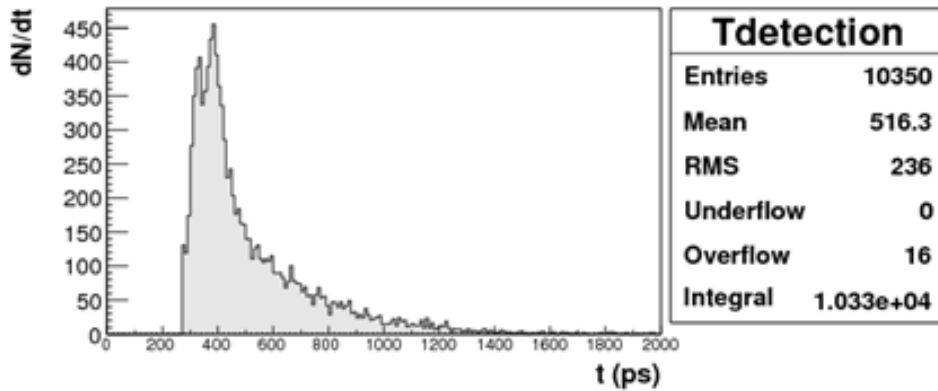


FIGURE IV.3.5 – Histogramme du temps d'arrivée des photons Cerenkov sur la photocathode du PMT n°5 pour l'ensemble des événements γ .

Le résultat de ces deux tests est visible sur la figure IV.3.6. Ces histogrammes correspondent à la datation de l'évènement γ . On remarque sur cette figure que l'effet Compton ne dégrade pas la résolution en temps du détecteur, car dans les 2 cas le processus de détection ne met en oeuvre qu'un seul photoélectron à la photocathode n°5.

3.4 Comparaison de la résolution en temps calculée avec les mesures

On reprend maintenant les histogrammes IV.3.1 et IV.3.2 pour l'ensemble de la modélisation, prenant en compte aussi la résolution en temps intrinsèque des PMTs.

On aboutit à l'histogramme du temps de déclenchement présenté sur la figure IV.3.7. La résolution en temps (quantifiée par le RMS), est alors estimée à 250 ps (1σ).

La mesure sur le démonstrateur optique conduisait à une résolution en temps de $570 \text{ ps} \pm 185 \text{ ps}$ (pour les événements γ de 511 keV). Les deux valeurs (mesure expérimentale et simulation) ne sont donc pas compatibles.

On peut avancer plusieurs hypothèses pour expliquer ce décalage :

3.4. COMPARAISON DE LA RÉSOLUTION EN TEMPS CALCULÉE AVEC LES MESURES

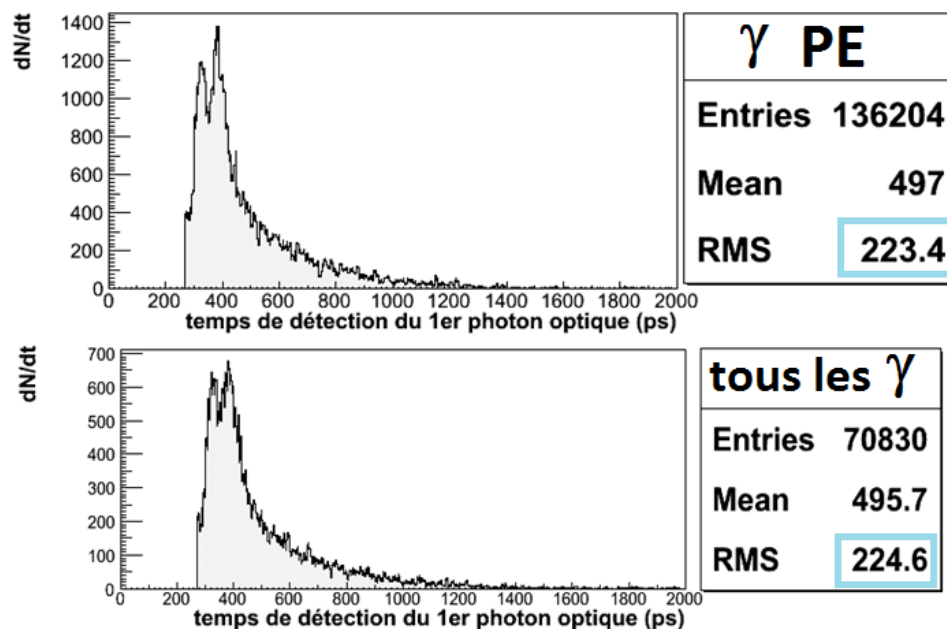


FIGURE IV.3.6 – Histogramme du temps de détection du premier photon Cerenkov par la photocathode du PMT n°5. En haut, on sélectionne les événements γ qui déposent la totalité de leur énergie dans le TMBi par effet photoélectrique. En bas, on compte l'ensemble des événements γ sans aucune sélection, incluant les effets Compton.

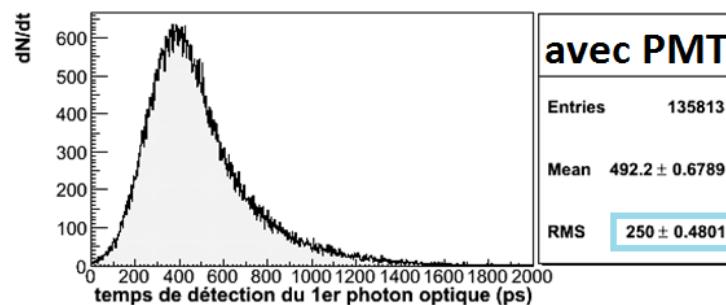


FIGURE IV.3.7 – Histogramme du temps de détection du premier photon Cerenkov par la photocathode du PMT n°5 pour les événements γ qui déposent la totalité de leur énergie dans le TMBi par effet photoélectrique.

3.4. COMPARAISON DE LA RÉOLUTION EN TEMPS CALCULÉE AVEC LES MESURES

- Les modèles Monte-Carlo et semi-analytique n'intègrent absolument pas le bruit électronique de mesure, or on a vu dans la partie 1 que ce bruit avait une influence non négligeable sur la résolution en temps mesurée.
- Le TTS des PMTs, que l'on modélise à 115 ps (1σ) d'après la documentation Hamamatsu, est peut-être en réalité plus grand. En effet, la documentation suppose une tension d'alimentation assez élevée (les PMTs supportent jusqu'à 1000 V), tandis que les mesures ont été faites à des tensions d'alimentation de l'ordre de 800 V. Le TTS est sans doute moins bon lorsque la tension de polarisation du PMT diminue.
- Enfin, il est possible que l'on ne comprenne pas encore dans le détail la réalité de la propagation des photons optiques dans les détecteur, et que par conséquent elle ne soit pas modélisée correctement dans le Monte Carlo.

Cinquième partie

Optimisation de la collection de lumière dans le démonstrateur optique par simulation Monte Carlo

Chapitre 1

Impact de diverses possibilités d'optimisation sur la collection de lumière

On a testé pas moins d'une dizaine d'optimisations et de variantes pour voir lesquelles avaient un impact sur la collection de la lumière :

- changement de matériau et d'épaisseur du joint optique
- changement de matériau et d'épaisseur de la fenêtre en verre
- réflectivité améliorée du guide optique en céramique (85% \rightarrow 95%)
- immersion des PMTs dans le TMBi (suppression des interfaces optiques)
- immersion des PMTs avec changement du verre de la fenêtre d'entrée des PMTs
- suppression du volume mort de TMBi (premier mm)
- différentes inclinaisons du guide de lumière
- orientation du détecteur par rapport à la source
- réduction de l'épaisseur du détecteur (5 cm \rightarrow 3 cm)
- géométrie trapézoïdale du détecteur
- remplacement des PMTs

Certaines de ces optimisations n'ont pas donné de résultat probant, elles ne seront donc pas développées dans la suite de ce travail. On a également testé beaucoup d'associations entre les diverses optimisations possibles, nous ferons ici seulement le résumé des configurations qui fonctionnent le mieux.

1.1 Optimisation de l'interface optique entre le TMBi et les PMTs

Test de deux optimisations : le verre de la fenêtre du corps de chambre et le joint optique

Dans ce paragraphe on traite de deux optimisations :

- Optimisation n°1 : On remplace le joint optique en RTV 141 par le gel optique OCF 452 (utilisé auparavant pour le détecteur YAP), dont les propriétés sont détaillées sur la figure III.2.6 (Partie 3). L'indice plus élevé (1,4 \rightarrow 1,55) permet de favoriser le passage des photons lumineux de la fenêtre en verre vers le gel optique, tandis que l'épaisseur très fine (de l'ordre de 10 μ m), limite l'absorption.

1.1. OPTIMISATION DE L'INTERFACE OPTIQUE ENTRE LE TMBi ET LES PMTS

- Optimisation n°2 : On remplace la fenêtre en verre BK7 (indice 1,52) par un matériau plus résistant et d'indice de réfraction plus élevé (1,77) : le saphir. De cette façon on limite également la probabilité de réflexion totale à l'interface TMBi → fenêtre en verre. De plus, la solidité du saphir permet de passer d'une épaisseur de 7 mm à 5 mm, ce qui est préférable en terme d'absorption et de géométrie.

Les propriétés optiques du saphir sont données par la documentation Crystran.

La figure V.1.1 donne la transmittance externe. C'est à partir de cette courbe que l'on calcule la longueur d'absorption du saphir. Le matériau choisi est le standard, car de toute façon le TMBi auto-absorbe les photons lumineux en dessous de 380 nm.

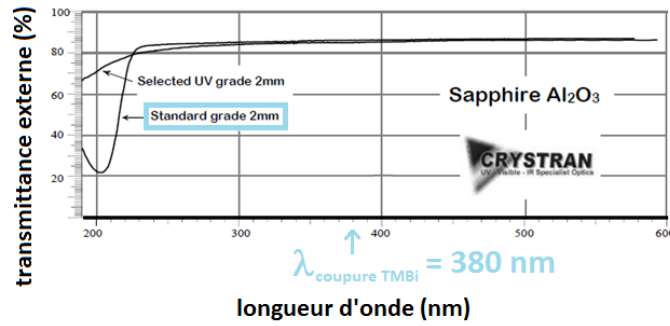


FIGURE V.1.1 – Transmittance externe mesurée par le fabricant Crystran pour une épaisseur de 2 mm de saphir.

La figure V.1.2 donne l'indice de réfraction. Le saphir est légèrement biréfringent, mais les deux indices sont très proches. On le modélisera donc avec un seul indice optique réel.

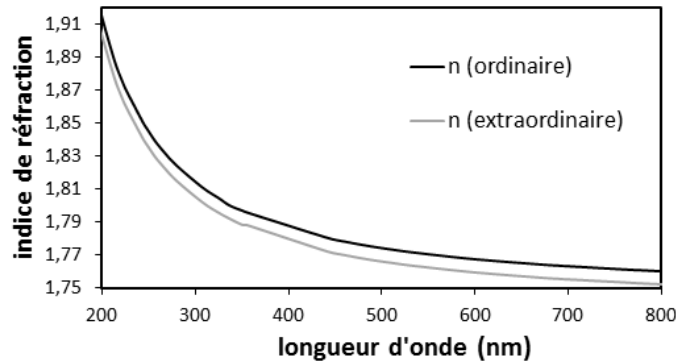


FIGURE V.1.2 – Courbes d'indice de réfraction du saphir issues des données Crystran.

La figure V.1.3 donne la longueur d'absorption du saphir, calculée à partir des données de transmittance externe et d'indice de réfraction. Le calcul a lieu en deux étapes. D'abord on calcule la transmittance interne pour 2 mm (c'est-à-dire la fraction de lumière transmise s'affranchissant des réflexions de Fresnel). On utilise pour cela la formule donnant le coefficient de réflexion de Fresnel en fonction des indices des milieux : $R = \frac{(n_{\text{saphir}} - n_{\text{air}})^2}{(n_{\text{saphir}} + n_{\text{air}})^2}$. Ensuite, on calcule la longueur d'absorption à partir de la transmittance interne pour 2 mm, en utilisant la loi de Beer-Lambert : $T = \frac{I}{I_0} = e^{-\frac{2\text{mm}}{L_{\text{abs}}}}$. On remarque qu'à basse longueur d'onde le saphir est plus transparent que le BK7.

1.1. OPTIMISATION DE L'INTERFACE OPTIQUE ENTRE LE TMBI ET LES PMTS

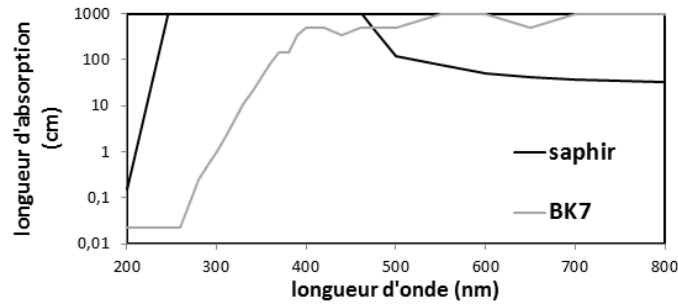


FIGURE V.1.3 – Longueur d'absorption du saphir.

Résultats

Les résultats sont donnés pour chacune des deux optimisations, afin de voir leur apport dans la collection de lumière. La figure V.1.4 montre que l'association des deux optimisations permet de passer de 12,3% à 18,8% de lumière collectée à la photocathode du PMT n°5. La figure V.1.5 montre que l'association des deux optimisations permet de passer de 1,7% à 2,7% de lumière détectée à la photocathode du PMT n°5. De même, la diaphonie passe de 76% initialement à 42%.

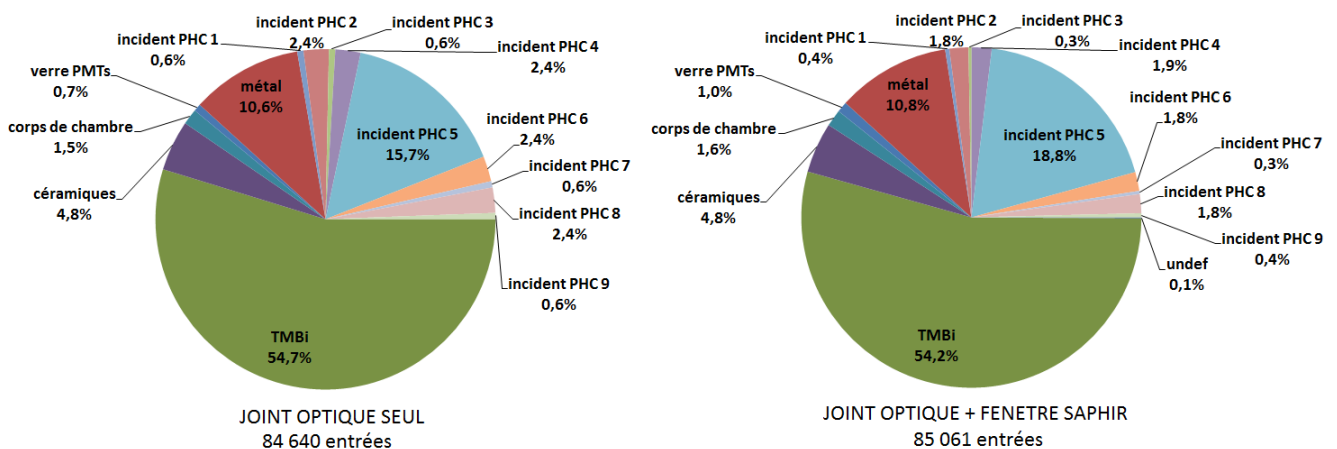


FIGURE V.1.4 – Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur (interface optique optimisée).

Le tableau V.1.1 donne un résumé de l'amélioration obtenue pour la collection de lumière pour chaque étape de l'optimisation.

On remarque que le changement de joint optique permet de supprimer l'absorption dans le joint. De plus, le remplacement de la fenêtre en BK7 par du saphir ne diminue pas l'absorption, mais permet tout de même d'améliorer la collection de lumière en voie 5. Cela s'explique par l'indice élevé et la faible épaisseur de saphir : les photons lumineux arrivant à grand angle sur le saphir sont réfractés avec un angle beaucoup plus petit, ce qui limite le risque d'arriver sur un mauvais PMT (diminution de la diaphonie). De plus, une fenêtre plus fine rapproche la photocathode des PMTs de la sortie du guide de lumière, ce qui limite la diaphonie par un effet de géométrie.

1.1. OPTIMISATION DE L'INTERFACE OPTIQUE ENTRE LE TMBI ET LES PMTS

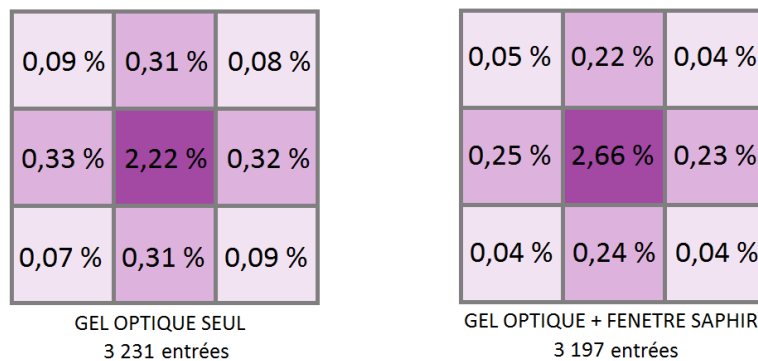


FIGURE V.1.5 – Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (calculé par rapport à la totalité des photons lumineux émis par effet Cerenkov)

Version	Absorption dans le joint optique	Absorption dans la fenêtre en verre	Collection de lumière à la photocathode 5	Détection de lumière à la photocathode 5	Diaphonie
Démonstrateur initial	2,7%	3%	12,3%	1,7%	76%
Optimisation 1 : joint	0%	1,5%	15,7%	2,2%	72%
Optimisation 2 : joint + fenêtre	0%	1,6%	18,8%	2,7%	42%

Tableau V.1.1 – Résultats de la simulation Monte Carlo pour le démonstrateur optique initial et ses deux premières optimisations.

1.2 Céramiques réfléchissantes à 95%

On a mesuré la réflexion des céramiques du guide optique à environ 85%. On teste une adaptation dans laquelle on garde la même longueur d'absorption dans le matériau des céramiques, mais en passant la réflectance à 95%.

Les résultats sont visibles sur la figure V.1.6. L'optimisation des céramiques ne modifie que très peu la collection de la lumière. On ne mettra donc pas cette optimisation en pratique.

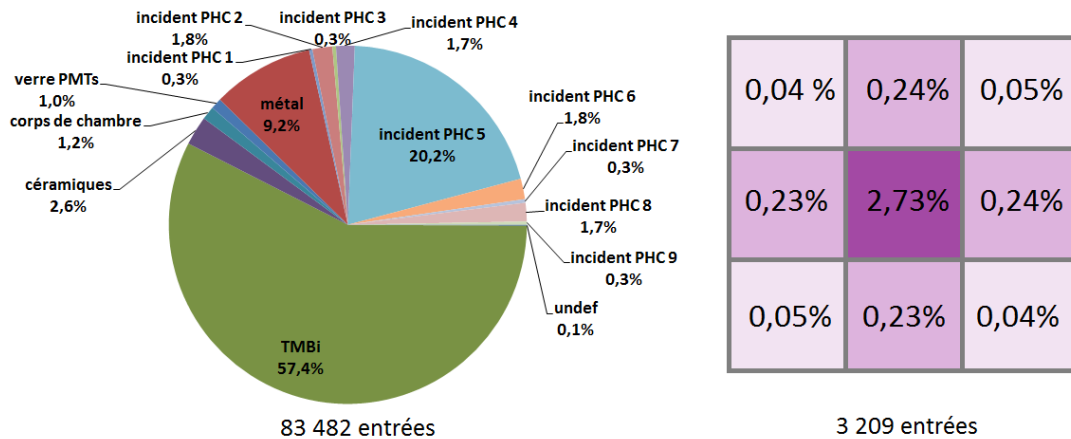


FIGURE V.1.6 – Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur (à gauche), et pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (calculé par rapport à la totalité des photons lumineux émis par effet Cerenkov)(à droite).

1.3 Suppression de l'interface optique entre le TMBi et les PMTs

Principe et géométrie : immersion des PMTs dans le TMBi

On a commencé par essayer de rendre l'interface optique entre le TMBi la plus "transparente" possible, en modifiant les matériaux pour avoir le minimum d'absorption et de réflexions de Fresnel aux différents dioptries (en utilisant des indices de réfraction élevés proches de celui du TMBi).

Une autre option, plus ambitieuse technologiquement, serait de supprimer cette interface, composée de la fenêtre en verre du corps de chambre et du joint optique. Cela revient à immerger la face avant des PMTs directement dans le TMBi, dès la sortie du guide de lumière. Pour cela, il faudrait bien sûr des PMTs adaptés, ainsi qu'un développement technologique assez lourd pour assurer malgré tout l'étanchéité de l'ensemble. On va néanmoins tester cette optimisation, pour évaluer son intérêt dans la collection de la lumière.

Le modèle aboutit alors à une géométrie telle que celle présentée sur la figure V.1.7. On laisse tout de même 3 mm entre le bord du guide et la surface des PMTs, en prévision d'un futur détecteur intégrant également un plan de collection des charges, lorsque les détections optique et ionisation seront réunies dans le même prototype. La photocathode des PMTs est au ras de la surface d'entrée (on ne modélise plus la fenêtre des PMTs

1.3. SUPPRESSION DE L'INTERFACE OPTIQUE ENTRE LE TMBi ET LES PMTs

d'épaisseur 2 mm), car on s'est aperçu que les courbes d'efficacité quantique de détection des PMTs intégraient déjà l'absorption dans le verre de la fenêtre d'entrée. On laisse donc une très faible épaisseur de verre (0,8 mm), juste pour modéliser le passage des photons au niveau du dioptre, avec la différence d'indice que cela suppose.

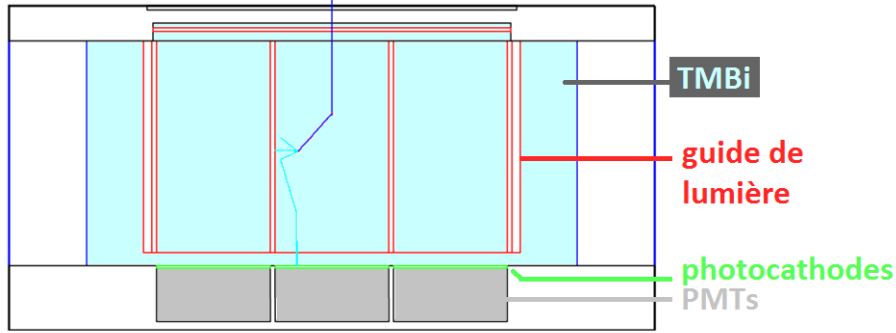


FIGURE V.1.7 – Géométrie de l'optimisation n°4 : immersion de la face avant des PMTs dans le TMBi, en sortie du guide de lumière.

Une autre variante de cette optimisation est de choisir également un verre plus adapté pour la fenêtre d'entrée des PMTs, c'est-à-dire avec un indice de réfraction plus proche de celui du TMBi (toujours pour minimiser la probabilité de réflexions de Fresnel). On teste pour cela le verre Ohara S-NBM51, que l'on a choisi dans le catalogue Ohara pour son indice de réfraction très proche de celui du TMBi dans les basses longueurs d'onde (figure V.1.8). Pour rappel, le BK7 a quant à lui un indice de réfraction de l'ordre de 1,53 à 400 nm.

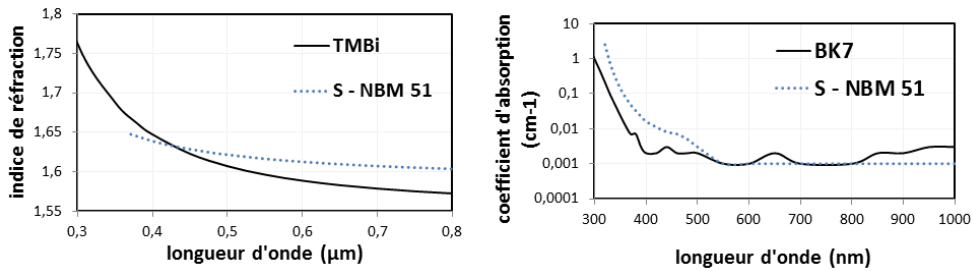


FIGURE V.1.8 – Indice de réfraction et coefficient d'absorption du verre S-NBM51.

Le verre choisi ayant un coefficient d'absorption proche de celui du BK7, et l'épaisseur de verre modélisée étant très faible, on estime que l'on n'a pas besoin de modifier l'efficacité quantique de détection des PMTs (qui prend en compte l'absorption dans la fenêtre d'entrée).

Résultats de l'immersion des PMTs

Les histogrammes détaillant l'absorption lumineuse, la collection et la détection de la lumière sont présentés sur les figures V.1.9 et V.1.10. Sur ces deux figures, on présente les résultats pour :

- à gauche : l'optimisation 4, comprenant la réflexion des céramiques à 95% et l'immersion des PMTs,

1.3. SUPPRESSION DE L'INTERFACE OPTIQUE ENTRE LE TMBI ET LES PMTS

- à droite : l'optimisation 4b, comprenant la réflexion des céramiques à 95%, l'immersion des PMTs et le remplacement du BK7 des fenêtres des PMTs par un verre d'indice plus proche du TMBi, le S-NBM51.

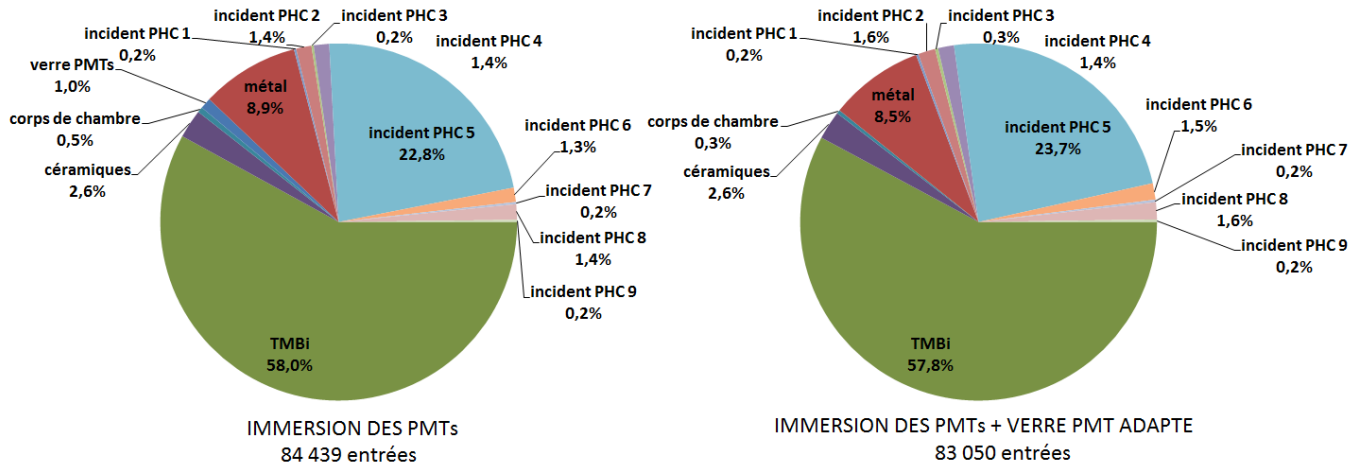


FIGURE V.1.9 – Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur (PMTs immergés)

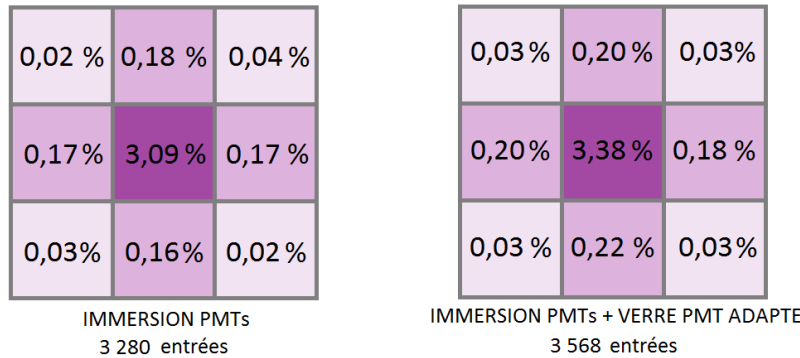


FIGURE V.1.10 – Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (calculé par rapport à la totalité des photons lumineux émis par effet Cerenkov) (PMTs immergés)

Un résumé des résultats de l'immersion des PMTs est présenté dans le tableau V.1.2. On compare ces résultats à ceux de la simulation précédente, car entre temps on a gardé la réflectivité des céramiques à 95%. On remarque alors que l'immersion des PMTs permet d'améliorer nettement la diaphonie.

L'indice du nouveau verre n'est défini qu'à partir de 365 nm, alors que dans le modèle on a défini l'indice du BK7 à partir de 200 nm. Cela n'a pas d'incidence sur les photons Cerenkov issus du TMBi (puisque'il auto-absorbe de toute façon en dessous de 380 nm). En revanche, cela a une influence sur les pourcentages d'absorption mesurés pour l'ensemble des photons optiques. En effet, contrairement au BK7 qui produit des photons Cerenkov à partir de 200 nm, le nouveau verre en produira beaucoup moins, puisqu'il commence à 365 nm. Cela explique que l'on passe de 1% à 0% d'absorption dans le verre du PMT entre l'optimisation 4 et 4b, puisque les verres sont absorbants en dessous de 350 nm, et

1.4. SUPPRESSION DU VOLUME MORT DE TMBI À L'ENTRÉE DU DÉMONSTRATEUR

Version	Absorption dans la fenêtre PMT	Collection de lumière à la photo-cathode 5	Détection de lumière à la photo-cathode 5	Diaphonie
Optimisation 3 : céramiques réfléchissantes	1%	20,2%	2,7%	41%
Optimisation 4 : immersion des PMTs	1%	22,8%	3,1%	26%
Optimisation 4b : immersion + verre PMT adapté	$\pm 0\%$	23,7%	3,4%	27%

Tableau V.1.2 – Résultats de la simulation Monte Carlo pour les versions 3 et 4, effet de l'immersion des PMTs.

qu'aucun photon lumineux n'est produit à cette longueur d'onde dans le cas du modèle 4b.

La différence entre les deux versions en terme de spectre lumineux émis par effet Cerenkov est bien visible sur la figure V.1.11. Dans la version 4, avec la fenêtre des PMTs en BK7, on voit clairement une émission Cerenkov à partir de 200 nm (borne inférieure de définition de l'indice du BK7). Cette émission disparaît avec le verre S-NBM51, dont l'indice n'est défini qu'à partir de 365 nm. C'est cette différence qui peut créer des artefacts dans les histogrammes d'absorption des photons lumineux.

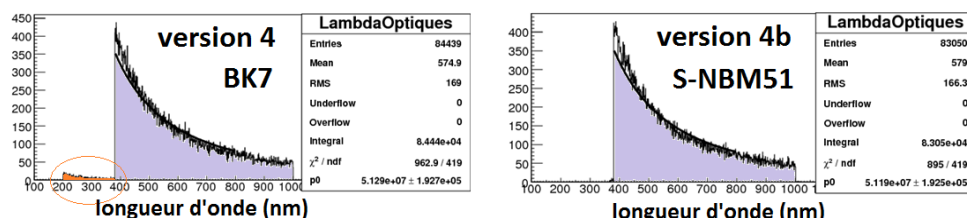


FIGURE V.1.11 – Spectre d'émission Cerenkov dans l'ensemble du détecteur, pour les versions 4 et 4b.

1.4 Suppression du volume mort de TMBi à l'entrée du démonstrateur

Une partie des photons lumineux émis par effet Cerenkov dans le TMBi se trouve derrière le fond en céramique. En effet, le cahier des charges du premier démonstrateur optique incluait 1 mm de TMBi en arrière du fond en céramique, pour permettre une circulation de TMBi pour le nettoyage. Le problème est qu'une partie des photons γ interagissent dans ce mm de TMBi, qui est le premier mm de milieu de détection qu'ils rencontrent. Cela conduit à une perte d'efficacité dans la détection. Cela sera donc corrigé dans le prochain démonstrateur optique, et on va d'ores et déjà supprimer ce volume mort dans les simulations.

Pour cela, on a testé deux options :

- Soit on décale le fond en céramique de manière à le coller à la bride avant. Cela

1.5. INCLINAISON DES CÉRAMIQUES POUR GUIDER LES PHOTONS OPTIQUES VERS LES PMTS

engendre 1 mm supplémentaire de TMBi entre le fond en céramique et le début du guide de lumière, et donc une diaphonie supplémentaire (on passe de 27% à 31%).

- Soit on remplace "artificiellement" le mm de TMBi "mort" par de l'air, afin simplement de ne pas gêner le passage des photons γ et de ne pas produire de photons lumineux à cet endroit. C'est la solution que l'on choisit car elle ne change pas la géométrie du démonstrateur.

Le tableau V.1.3 donne les résultats de ces tests. Le gain obtenu au niveau de l'absorption dans la bride en métal se reporte sur l'auto-absorption dans le TMBi, ainsi que sur l'absorption dans les céramiques. Au final on ne gagne pas significativement en collection de lumière. Néanmoins, on garde cette optimisation dans l'espoir de parvenir à minimiser l'auto-absorption dans le TMBi ultérieurement.

Version	Absorption structure métallique	Auto-absorption TMBi	Absorption céramiques	Collection de lumière phc 5	Détection de lumière phc 5	Diaphonie
Optimisation 4b : immersion + verre PMT adapté	8,5%	57,8%	2,6%	23,7%	3,4%	27%
Optimisation 5 : 4b + suppression du volume mort	5,1%	59,5%	3,4%	24,8%	3,4%	27%

Tableau V.1.3 – Résultats de la simulation Monte Carlo pour les version 4b et 5 : effet de la suppression du volume mort de TMBi ("phc" = photocathode).

1.5 Inclinaison des céramiques pour guider les photons optiques vers les PMTs

Principe et géométrie : inclinaison du guide de lumière

L'idée de départ est de fabriquer, in fine, un détecteur de géométrie trapézoïdale, afin de pouvoir assembler plusieurs détecteurs pour faire une couronne, ce qui est utilisé en TEP. On veut donc commencer à étudier ce type de géométrie, d'abord en inclinant les guides de lumière de la cellule centrale, pour connaître l'impact de cette modification sur la collection de la lumière.

On teste 2 possibilités, que l'on compare aux résultats obtenus avec un guide de lumière parallèle :

- Soit on incline au maximum les guides de lumière de la cellule centrale, ce qui correspond à une inclinaison de 15° par rapport à la géométrie parallèle. C'est l'optimisation 6, version 1, dont la géométrie est présentée sur la figure V.1.12.
- Soit on incline les guides de lumière de la cellule centrale de seulement $7,5^\circ$ pour avoir une inclinaison intermédiaire entre le guide parallèle et la version 1. C'est l'optimisation 6, version 2, dont la géométrie est présentée sur la figure V.1.13.

1.5. INCLINAISON DES CÉRAMIQUES POUR GUIDER LES PHOTONS OPTIQUES VERS LES PMTS

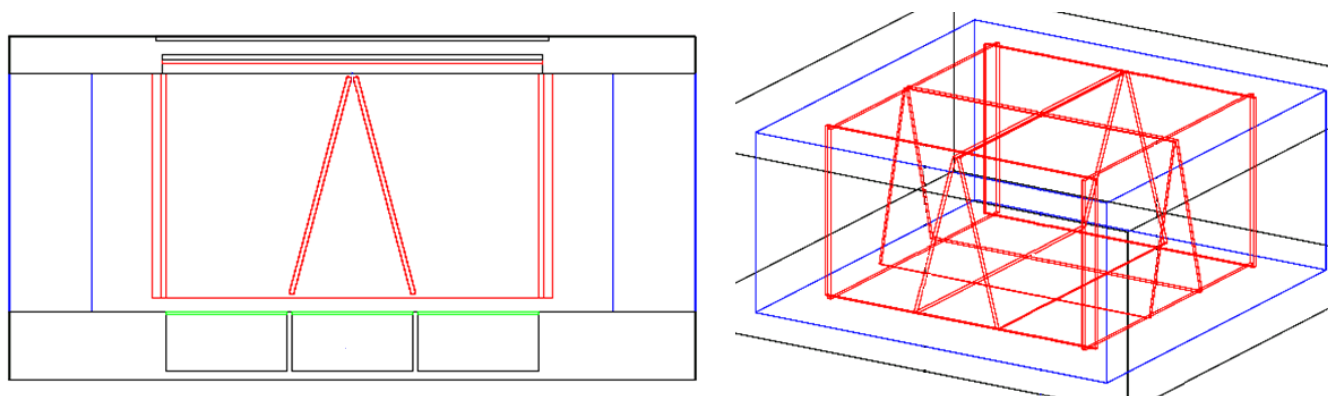


FIGURE V.1.12 – Géométrie de l'optimisation 6, version 1. Inclinaison des guides en céramique de la voie centrale = 15° .

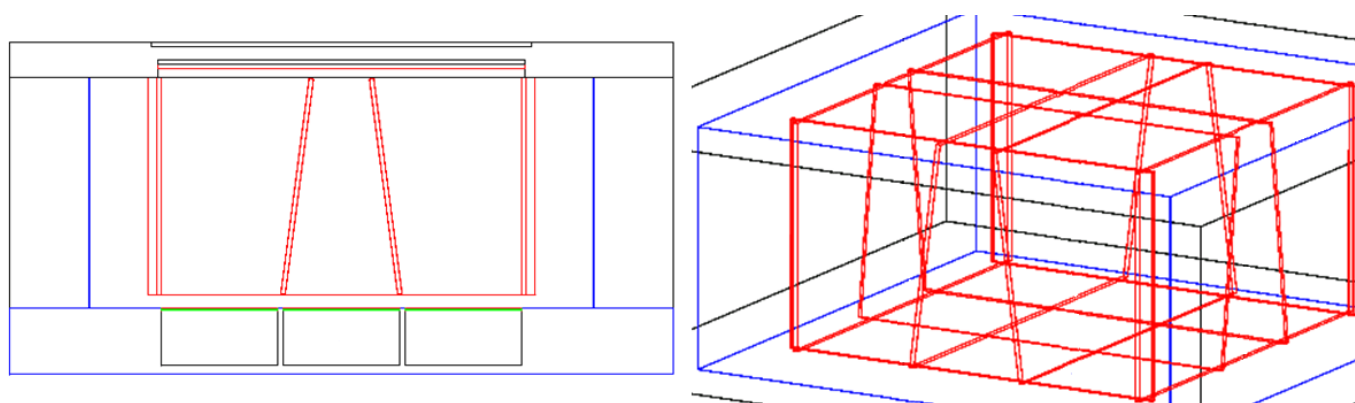


FIGURE V.1.13 – Géométrie de l'optimisation 6, version 2. Inclinaison des guides en céramique de la voie centrale = $7,5^\circ$.

1.5. INCLINAISON DES CÉRAMIQUES POUR GUIDER LES PHOTONS OPTIQUES VERS LES PMTS

Résultats

Les résultats issus de ces deux tests sont présentés en détail sur les figures V.1.14 et V.1.15. Dans les deux cas, on a gardé les modifications issues des optimisations précédentes, à savoir les céramiques réfléchissantes à 95%, l'immersion des PMTs, et un verre d'indice élevé pour les PMTs.

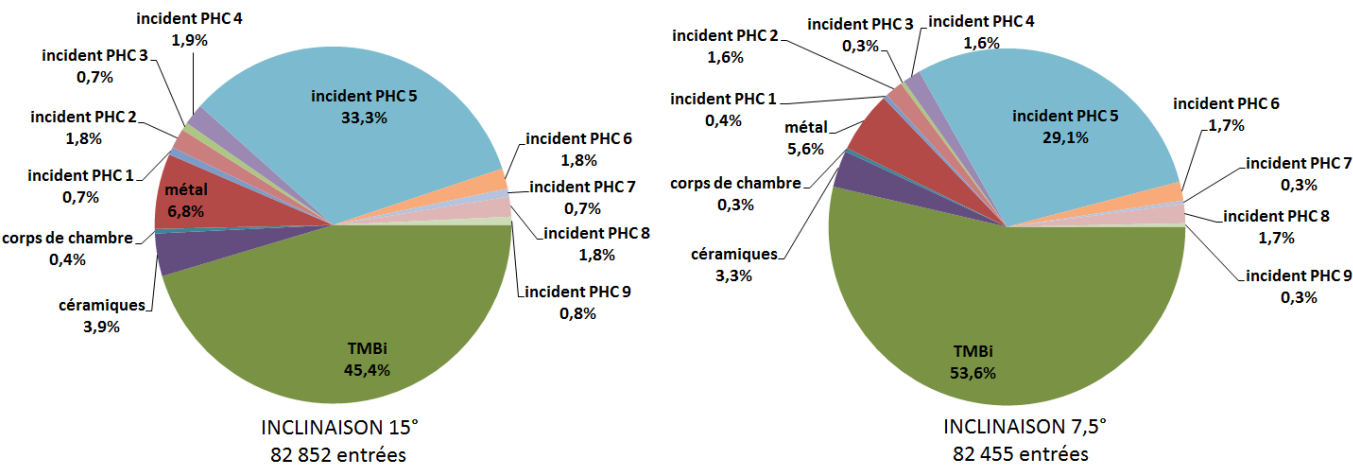


FIGURE V.1.14 – Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur. A gauche, la version 1, avec une inclinaison des céramiques de 15°. A droite, la version 2, avec une inclinaison des céramiques de 7,5°.

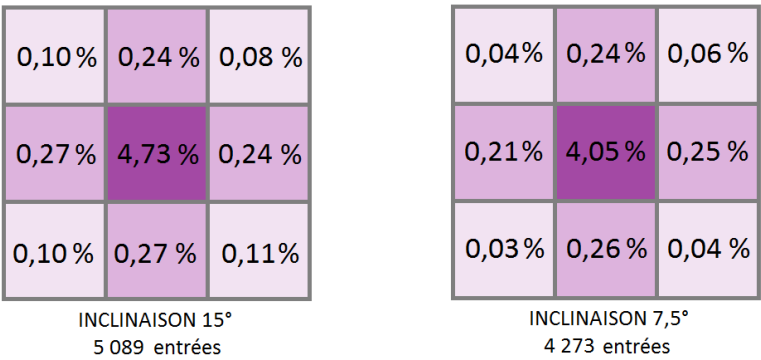


FIGURE V.1.15 – Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (calculé par rapport à la totalité des photons lumineux émis par effet Cerenkov). A gauche, la version 1, avec une inclinaison des céramiques de 15°. A droite, la version 2, avec une inclinaison des céramiques de 7,5°.

- Le tableau V.1.4 montre plusieurs effets de l'inclinaison des céramiques :
- Plus on augmente l'inclinaison du guide optique et plus la collection de la lumière est efficace, ce qui est intéressant pour notre optimisation.
 - Néanmoins, plus on augmente l'inclinaison et plus la diaphonie est importante, alors que c'est aussi ce qu'on cherche à minimiser. Cela provient du fait que, lorsque les céramiques sont fortement inclinées, les photons γ , après un effet Compton dans la cellule centrale, ont plus de chances d'interagir dans une cellule périphérique (cercle rouge figure V.1.16). Cela provient du volume réduit de la cellule centrale.

1.5. INCLINAISON DES CÉRAMIQUES POUR GUIDER LES PHOTONS OPTIQUES VERS LES PMTS

Version	Auto-absorption TMBi	Collection de lumière photocatode 5	Détection de lumière photocatode 5	Diaphonie
Optimisation 5 : guides optiques parallèles	59,5%	24,8%	3,4%	27%
Optimisation 6.2 : inclinaison 7,5°	53,6%	29,1%	4,1%	28%
Optimisation 6.1 : inclinaison 15°	45,4%	33,3%	4,7%	30%

Tableau V.1.4 – Résultats de la simulation Monte Carlo pour les version 1 et 2 de l’optimisation 6, effet de l’inclinaison des céramiques de la cellule centrale.

- Enfin, il est important de noter que l’effet de l’inclinaison des céramiques est tout de même assez faible. Dans la réalité, on n’attendra jamais une inclinaison de 15° car on souhaite faire des couronnes de détecteur avec un diamètre suffisant pour faire passer le corps d’un patient, ou au moins la tête.

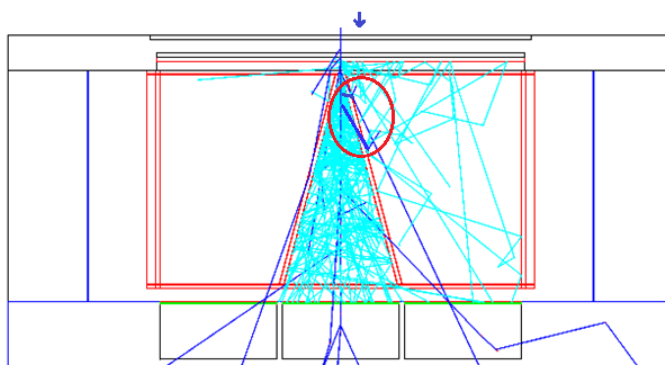


FIGURE V.1.16 – Vue de profil du détecteur dans la configuration 6, version 1. En bleu foncé, les trajectoires des photons γ . En bleu clair, les trajectoires des photons lumineux.

On a réalisé ici une étude uniquement sur la voie centrale (cellule 5). Si à l’avenir on décide d’utiliser des guides de lumière inclinés, il faudra d’abord étudier l’effet de cette géométrie sur les cellules périphériques, en modifiant l’ensemble de la géométrie du détecteur (le corps de chambre entier serait de forme trapézoïdale, ce qui n’est pas le cas ici). Ce test a été réalisé par la suite : la figure V.1.17 montre la géométrie utilisée. On a réalisé une géométrie permettant de construire une couronne de détecteur de petit diamètre (diamètre interne ≈ 13 cm), afin de pousser au maximum l’effet d’inclinaison du guide de lumière.

D’autres modifications ont eu lieu entre temps, ce qui explique qu’on ne peut pas comparer les résultats obtenus pour ce test avec ceux obtenus auparavant pour les inclinaisons 7,5 et 15 degrés. On compare uniquement la voie 5 avec une voie périphérique dans cette même géométrie.

Le tableau V.1.5 compare les résultats obtenus pour la voie centrale (voie 5) et pour une voie périphérique (voie 2). On remarque que les résultats en terme de collection de lumière sont légèrement moins bons dans la voie 2 que dans la voie 5 mais très proches

1.5. INCLINAISON DES CÉRAMIQUES POUR GUIDER LES PHOTONS OPTIQUES VERS LES PMTS

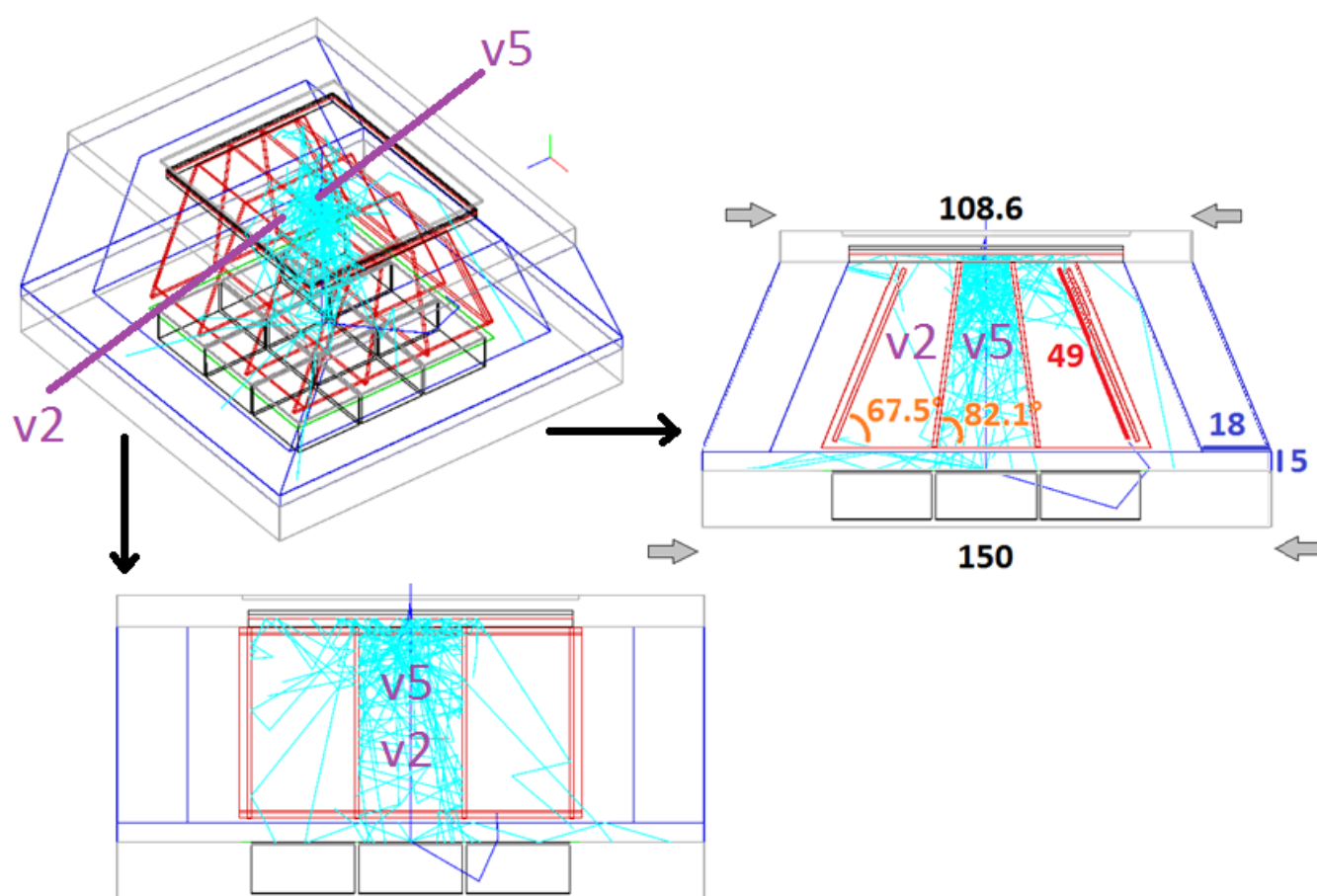


FIGURE V.1.17 – Géométrie du test détecteur entier de forme trapézoïdale

1.6. POSITIONNEMENT DE LA SOURCE PAR RAPPORT AU DÉTECTEUR

malgré tout.

Voie	Auto-absorption TMBi	Collection de lumière photocatode 5	Détection de lumière photocatode 5	Diaphonie
Voie 5 centrale	53,4%	21,4%	3,00%	44%
Voie 2 périphérique	54,1%	19,0%	2,71%	36%

Tableau V.1.5 – Impact de l'inclinaison du guide de lumière pour la voie centrale et une voie périphérique

Pour la suite des tests, on revient à la géométrie initiale en remplaçant les guides optiques en position parallèle.

1.6 Positionnement de la source par rapport au détecteur

Principe : changement de l'orientation du détecteur

En raison du fort pouvoir d'arrêt du TMBi, la plupart des interactions entre les photons γ et le TMBi ont lieu dans les premiers millimètres de TMBi traversés. D'un autre côté, à cause de l'absorption lumineuse que l'on a codée dans le TMBi, les photons optiques issus de ces interactions n'ont que peu de chances d'arriver jusqu'aux PMTs. Pour contourner ce problème, il faudrait positionner la source de photons γ du même côté que les PMTs. Ainsi, les photons optiques seront directement produits près de l'endroit où l'on peut les détecter.

Pour faire ce test, on va reprendre un guide optique parallèle (optimisation 7, version 1). Jusque là, les PMTs ont été modélisés par un bloc de verre. En réalité, l'intérieur des PMTs ne comporte que les dynodes et du vide. On ajoute un volume vide à l'intérieur des blocs "PMT", de façon à ne pas gêner le passage des photons γ plus qu'il ne l'est en réalité.

On va également faire un test avec le guide optique incliné à $7,5^\circ$, pour voir si les effets se cumulent (optimisation 7, version 2).

Les deux géométries sont visibles sur la figure V.1.18.

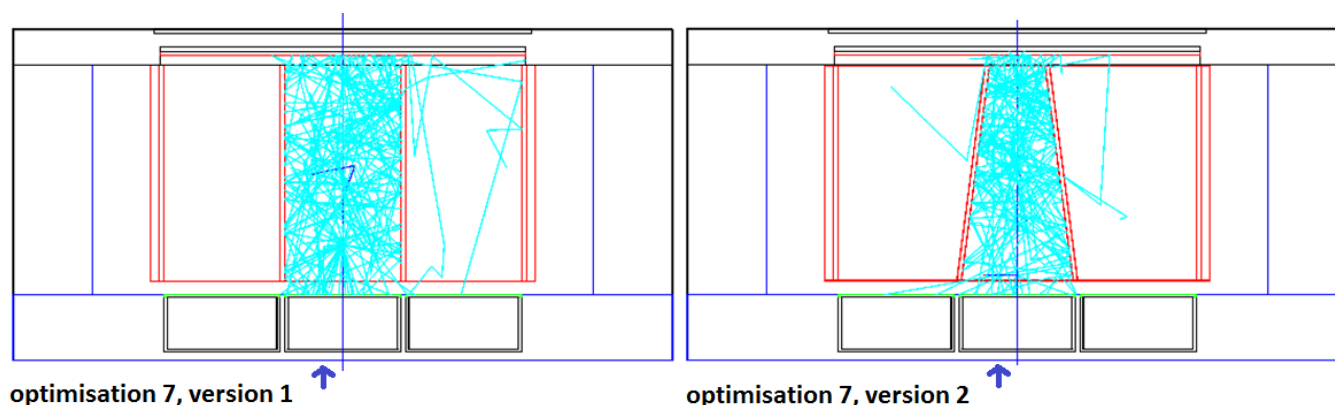


FIGURE V.1.18 – Géométrie de l'optimisation 7, version 1 et 2. Inclinaison des guides en céramique de la voie centrale = 0° ou $7,5^\circ$.

1.6. POSITIONNEMENT DE LA SOURCE PAR RAPPORT AU DÉTECTEUR

Résultats

Les résultats issus de ces deux tests sont présentés en détail sur les figures V.1.19 et V.1.20. Dans les deux cas, on a gardé les modifications issues des optimisations précédentes, à savoir les céramiques réfléchissantes à 95%, l'immersion des PMTs, et un verre d'indice élevé pour les PMTs).

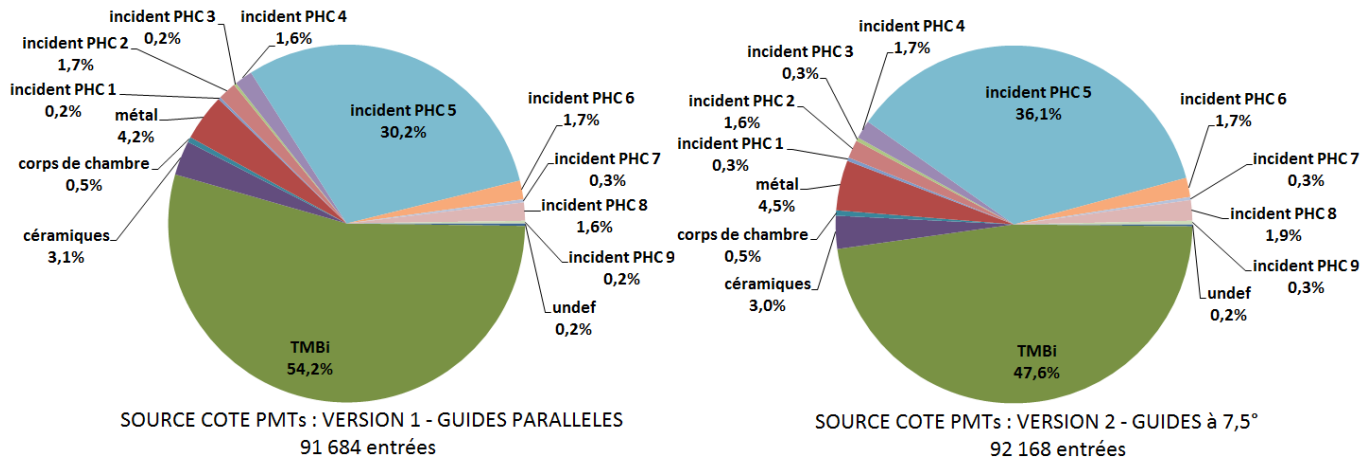


FIGURE V.1.19 – Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur, dans le cas où la source est placé du côté des PMTs. A gauche, la version 1, avec un guide de lumière parallèle. A droite, la version 2, avec une inclinaison des céramiques de 7,5°.

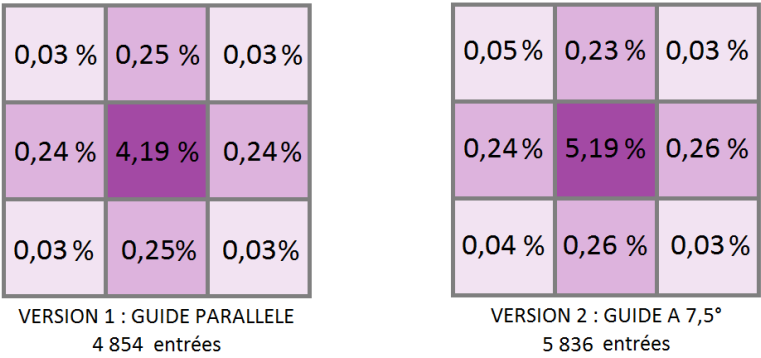


FIGURE V.1.20 – Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (calculé par rapport à la totalité des photons lumineux émis par effet Cerenkov) dans le cas où la source est placé du côté des PMTs. A gauche, la version 1, avec un guide optique parallèle. A droite, la version 2, avec une inclinaison des céramiques de 7,5°.

Le tableau V.1.6 permet de remarquer que le fait d'orienter le détecteur de manière à ce que la source soit placée du côté des PMTs permet d'améliorer la collection et la détection de lumière en voie 5, ainsi que la diaphonie. L'inclinaison des céramiques se cumule avec l'orientation du détecteur, et permet d'augmenter encore la collection de lumière.

En revanche, la répartition du temps d'arrivée des photons lumineux à la photocathode n'est pas du tout la même selon l'orientation du détecteur :

1.6. POSITIONNEMENT DE LA SOURCE PAR RAPPORT AU DÉTECTEUR

Version	Auto-absorption TMBi	Collection de lumière photocatode 5	Détection de lumière photocatode 5	Diaphonie
Optimisation 5 : guides optiques parallèles, source côté bride	59,5%	24,8%	3,4%	27%
Optimisation 7.1 : guides optiques parallèles, source côté PMTs	54,2%	30,2%	4,2%	26%
Optimisation 7.2 : inclinaison 7,5°, source côté PMTs	47,6%	36,1%	5,2%	22%

Tableau V.1.6 – Résultats de la simulation Monte Carlo pour les version 1 et 2 de l’optimisation 7, effets de l’inclinaison des céramiques de la cellule centrale et de l’orientation du détecteur.

- Avec la source côté bride avant, les photons lumineux arrivent pour la plupart assez tôt : il y a un pic de détection de lumière précoce, correspondant aux photons qui ont fait un trajet direct entre le point d’émission et le PMT, suivi d’une queue, correspondant aux photons qui ont subi un temps de propagation rallongé, du fait de multiples réflexions. La courbe correspondant à l’optimisation 5 est visible sur la figure V.1.21.
- Avec la source côté PMTs, les photons lumineux arrivent de manière beaucoup plus étalée dans le temps. Cela pourrait dégrader la résolution en temps du détecteur. Les courbes correspondant aux optimisations 7.1 et 7.2 sont visibles sur la figure V.1.22. Dans le cas des guides inclinés, on voit deux pics sur la courbe, qui peuvent correspondre aux photons dont le trajet est direct et ceux des photons qui ont subi une réflexion.

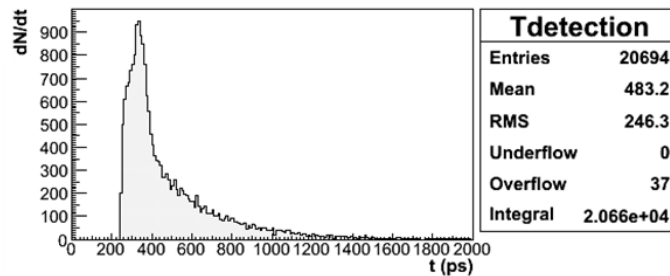


FIGURE V.1.21 – Temps d’arrivée des photons Cerenkov sur la photocathode du PMT n°5, source placée du côté de la bride avant (optimisation 5).

1.6. POSITIONNEMENT DE LA SOURCE PAR RAPPORT AU DÉTECTEUR

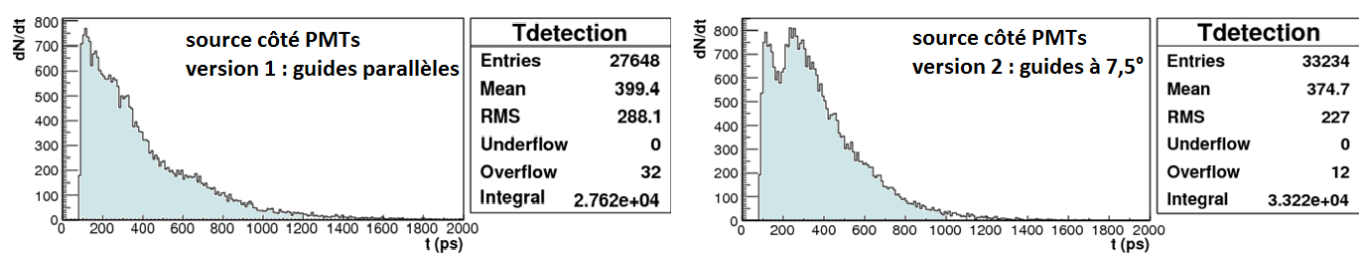


FIGURE V.1.22 – Temps d'arrivée des photons lumineux à la photocathode du PMT n°5, source placée du côté des PMTs (optimisation 7). A gauche, la version 1, avec un guide de lumière parallèle. A droite, la version 2, avec une inclinaison des céramiques de 7,5°.

Chapitre 2

Sélection des optimisations à apporter au Démonstrateur Optique

L'objectif de ce chapitre est de sélectionner les optimisations à apporter au détecteur selon plusieurs critères. Elles devront être technologiquement réalisables à court terme, et réaliser le meilleur **compromis entre la collection de la lumière et le temps d'arrivée des photons à la photocathode**, de façon à améliorer la résolution en temps du détecteur. Il faut souligner qu'au moment où ces travaux ont été réalisés, on pensait que la collection de la lumière était conditionnée en majorité par l'auto-absorption dans le TMBi. En effet, les mesures de diffusion dans le TMBi n'avaient pas encore été réalisées, et on considérait l'absorption comme majoritaire. On sait depuis que l'absorption est en effet très faible dans le TMBi, et qu'à la place on doit prendre en compte un phénomène de diffusion de Rayleigh, qui modifie la direction des photons sans pour autant les faire disparaître.

2.1 Choix des optimisations les plus accessibles et qui améliorent la collection de lumière

Le tableau V.2.1 rappelle les optimisations qui ont été testées auparavant, en les classant selon deux critères :

- Leur "facilité" de mise en oeuvre : en pratique, on dissocie celles qui peuvent être réalisées rapidement (avant la fin de la thèse), de celles qui nécessitent un développement technologique particulier.
- Leur impact sur la collection de la lumière : on utilise les résultats du chapitre précédent pour savoir si l'amélioration en question est utile dans la collection de la lumière.

On va mettre en applications toutes les optimisations de la première ligne du tableau, c'est-à-dire celles qui ne nécessitent pas un développement technologique particulier. Une question mérite toutefois d'être approfondie, il s'agit de l'optimisation qui consiste à faire entrer les γ du côté des PMTs. En effet, même si cela améliore grandement la collection de la lumière, on a également vu que les photons lumineux arrivaient de manière plus étalée dans le temps, ce qui dégrade la résolution en temps. On a alors l'idée d'utiliser un

2.2. GÉOMÉTRIE DES 4 VERSIONS TESTÉES

Effet sur la collection de lumière	Faible amélioration	Amélioration importante
Facile à mettre en oeuvre	Nouveau joint optique Fenêtre en Saphir Suppression du volume mort de TMBi	Entrée des γ par le côté PMTs (mais dégrade la résolution en temps)
Nécessite un développement technologique particulier	Verre des PMTs Céramiques réfléchissantes 95% au lieu de 85% Guide de lumière incliné	Immersion des PMTs

Tableau V.2.1 – Synthèse des différentes optimisations testées pour améliorer la collection de lumière dans le démonstrateur optique

détecteur non plus de 5 cm, mais de 3 cm d'épaisseur, afin de moins absorber les photons lumineux.

On choisit d'évaluer plusieurs versions du détecteur, regroupant les optimisations suivantes :

- Remplacement du joint optique 2 mm (indice 1,4) par un gel optique d'épaisseur 10 μ m (indice 1.55)
- Fenêtre du corps de chambre : remplacement du BK7 par du saphir (indice plus élevé 1.75, meilleure résistance donc seulement 5 mm d'épaisseur au lieu de 7)
- Suppression du volume mort de TMBi à l'arrière du fond de céramique

Les 4 versions testées doivent permettre de déterminer si, pour contourner le problème d'auto-absorption, le fait de diminuer l'épaisseur de TMBi suffit à améliorer la collection de lumière autant que de retourner le détecteur. On évalue pour cela 4 configurations :

- On regarde, pour un détecteur de 5 cm de TMBi, la collection de lumière selon si celui-ci est orienté face ou dos à la source
- On fait la même comparaison pour un détecteur de seulement 3 cm de TMBi

2.2 Géométrie des 4 versions testées

La géométrie des 4 version testées est présentée sur la figure V.2.1. Le modèle du détecteur regroupe les optimisations validées précédemment (gel optique, fenêtre en saphir et suppression du volume mort de TMBi derrière le fond en céramique). La trajectoire des photons γ est dessinée en bleu foncé, celle des photons lumineux en bleu clair. Le cadre en alumine ainsi que la fenêtre en saphir sont représentés par les contours bleu foncés, tandis que les guides de lumière en céramique sont représentés par les contours rouges. En bas du détecteur, les rectangles noirs correspondent aux PMTs.

On appelle ces quatre versions A, B, C et D :

- version A : la source β^+ est placée côté PMTs, l'épaisseur de TMBi est de 5 cm
- version B : la source β^+ est placée côté bride, l'épaisseur de TMBi est aussi de 5 cm
- version C : la source β^+ est placée côté bride, l'épaisseur de TMBi est de 3 cm
- version D : la source β^+ est placée côté PMTs, l'épaisseur de TMBi est aussi de 3 cm

2.2. GÉOMÉTRIE DES 4 VERSIONS TESTÉES

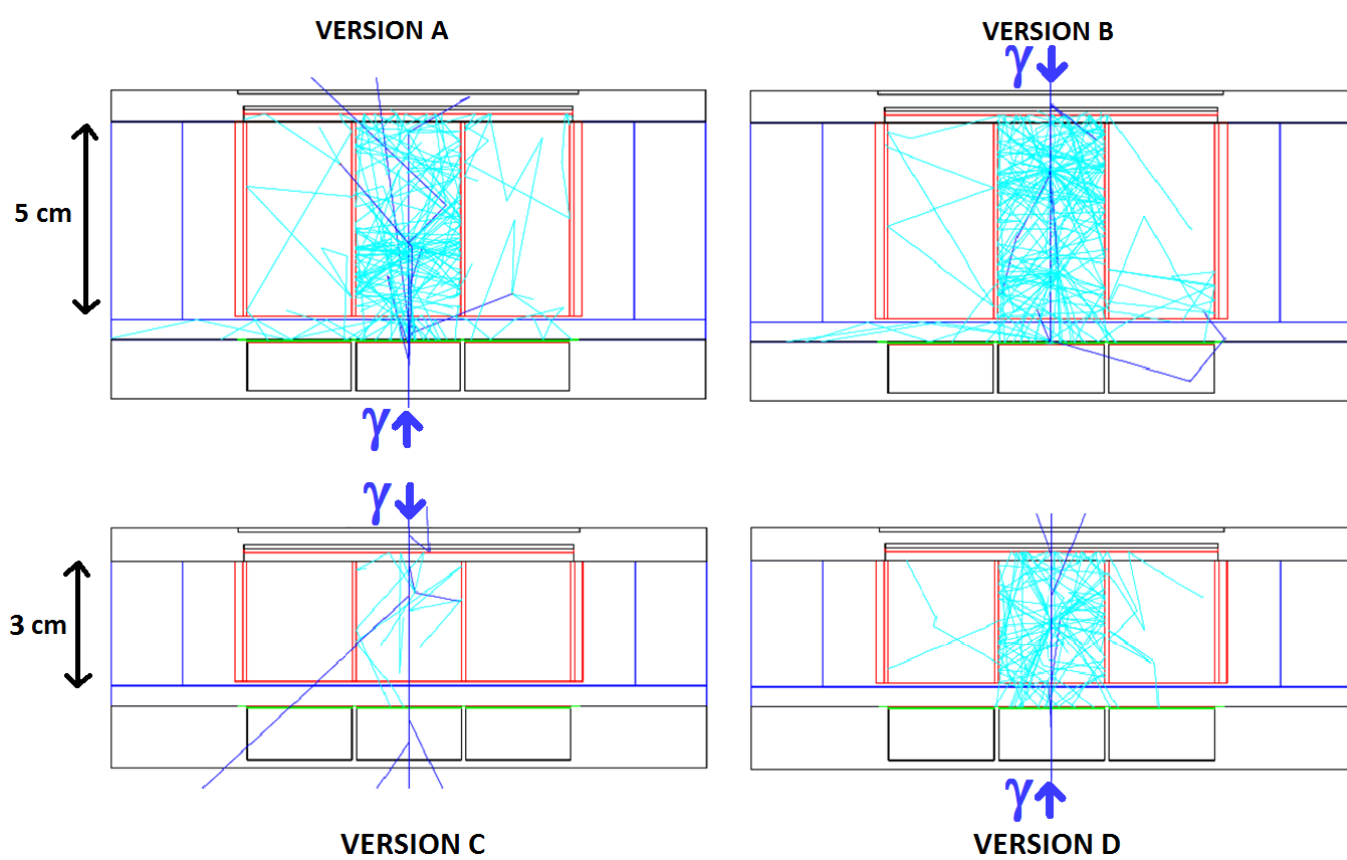


FIGURE V.2.1 – Géométrie des 4 versions testées.

2.3 Résultats obtenus avec les 4 géométries testées

Absorption des photons dans le détecteur et collection de la lumière

La figure V.2.2 détaille les différentes absorptions des photons lumineux, tandis que le tableau V.2.2 résume les différences notables entre les 4 optimisations. On remarque que, dans le cas d'un détecteur de 3 cm d'épaisseur, l'orientation par rapport à la source n'a que très peu d'incidence sur le pourcentage de photons lumineux auto-absorbés dans le TMBi. Affiner le volume de TMBi permet donc effectivement de diminuer l'auto-absorption de la lumière sans pour autant dégrader l'histogramme de temps d'arrivée des photons. Néanmoins, un volume de TMBi plus faible engendre forcément une perte d'efficacité dans la conversion des photons γ , ce qui devra également être évalué.

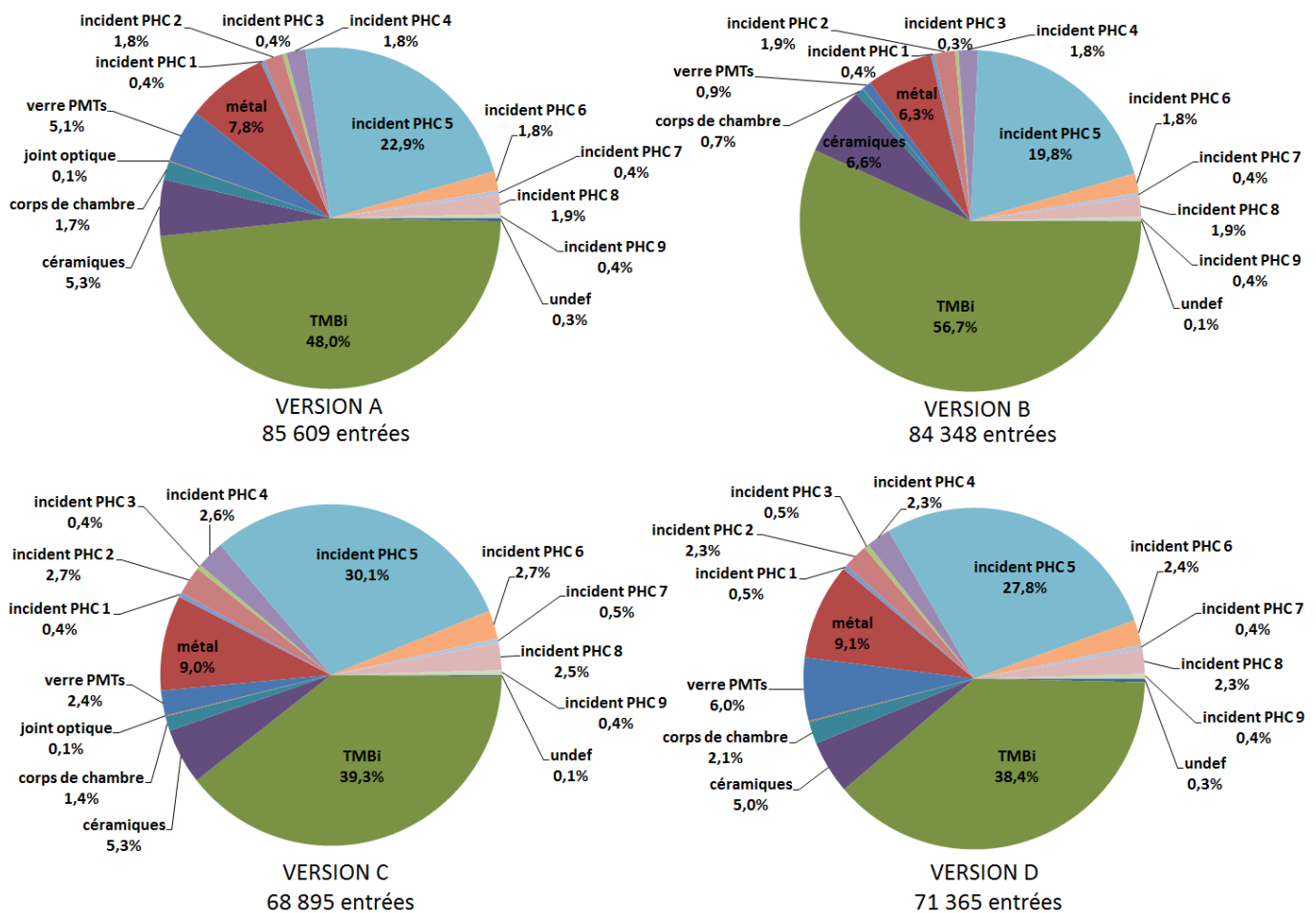


FIGURE V.2.2 – Absorption des photons lumineux dans les différents matériaux et surfaces du détecteur, pour chacune des 4 versions testées.

Comme on s'y attendait, l'auto-absorption étant considérée à cette époque comme majoritaire pour une épaisseur de 5 cm, retourner le détecteur (source côté PMTs) permet de gagner en collection de lumière. Comme on s'y attendait également, toujours en raison de l'auto-absorption, les résultats globaux sont meilleurs avec un détecteur plus fin, ici 3 cm. En revanche, on remarque que dans le cas du détecteur fin, il vaut mieux le remettre face à la source (source côté bride avant), à l'inverse du détecteur épais : on a donc contourné le problème de l'auto-absorption en affinant le détecteur. Les photons lumineux

2.3. RÉSULTATS OBTENUS AVEC LES 4 GÉOMÉTRIES TESTÉES

VERSION A : 5 cm, source côté PMTs	VERSION B : 5 cm, source côté bride
Auto-absorbés dans le TMBi : 48,1 %	Auto-absorbés dans le TMBi : 56,7 %
Collectés à la photocathode 5 : 22,9 %	Collectés à la photocathode 5 : 19,8 %
VERSION C : 3 cm, source côté bride	VERSION D : 3 cm, source côté PMTs
Auto-absorbés dans le TMBi : 39,3 %	Auto-absorbés dans le TMBi : 38,4 %
Collectés à la photocathode 5 : 30,1 %	Collectés à la photocathode 5 : 27,8 %

Tableau V.2.2 – Résultats obtenus en terme de collection de lumière pour chacune des 4 versions testées.

étant émis plutôt vers l'avant, cela peut expliquer que les résultats soient meilleurs avec le détecteur face à la source.

Efficacité de détection de lumière en voie 5 et diaphonie

La figure V.2.3 détaille l'efficacité de détection de la lumière des 9 voies du détecteur. Le tableau V.2.3 résume les différences notables entre les 4 optimisations. On remarque que la diaphonie change peu d'une configuration à l'autre. En revanche, la détection de la lumière est meilleure dans la version C.



FIGURE V.2.3 – Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (calculé par rapport à la totalité des photons lumineux émis par effet Cerenkov).

L'efficacité lumineuse est donc meilleure avec un détecteur d'épaisseur 3 cm. En revanche, pour un tel détecteur, le pouvoir d'arrêt des photons γ de 511 keV est réduit, du fait de l'épaisseur moindre de TMBi. On aura donc en toute logique une perte d'efficacité globale du détecteur, au profit de la collection de lumière et donc de la résolution en temps. Pour quantifier cet effet, on comptabilise pour chaque configuration le nombre d'évène-

2.3. RÉSULTATS OBTENUS AVEC LES 4 GÉOMÉTRIES TESTÉES

VERSION A : 5 cm, source côté PMTs	VERSION B : 5 cm, source côté bride
Efficacité lumineuse voie 5 : 3,33 % Diaphonie : 35,7 %	Efficacité lumineuse voie 5 : 2,86 % Diaphonie : 40,2 %
VERSION C : 3 cm, source côté bride	VERSION D : 3 cm, source côté PMTs
Efficacité lumineuse voie 5 : 4,26 % Diaphonie : 39,2 %	Efficacité lumineuse voie 5 : 3,90 % Diaphonie : 39,5 %

Tableau V.2.3 – Résultats obtenus en terme de détection de lumière et de diaphonie pour chacune des 4 versions testées.

ment γ détectés, c'est-à-dire qui donnent naissance à un ou plusieurs photo-électrons à la photocathode du PMT n°5.

Efficacité globale de détection

La figure V.2.4 détaille l'efficacité de détection des γ dans la voie 5 pour chacune des 4 versions testées, tandis que le tableau V.2.4 résume la valeur d'efficacité calculée pour les 4 optimisations. On part du principe que l'on est sensible au premier photo-électron émis par la photocathode pour calculer l'efficacité de détection. On remarque très peu de différence entre l'épaisseur 5 cm et 3 cm, contrairement à ce qu'on attendait, un défaut d'efficacité pour une épaisseur de 3 cm.

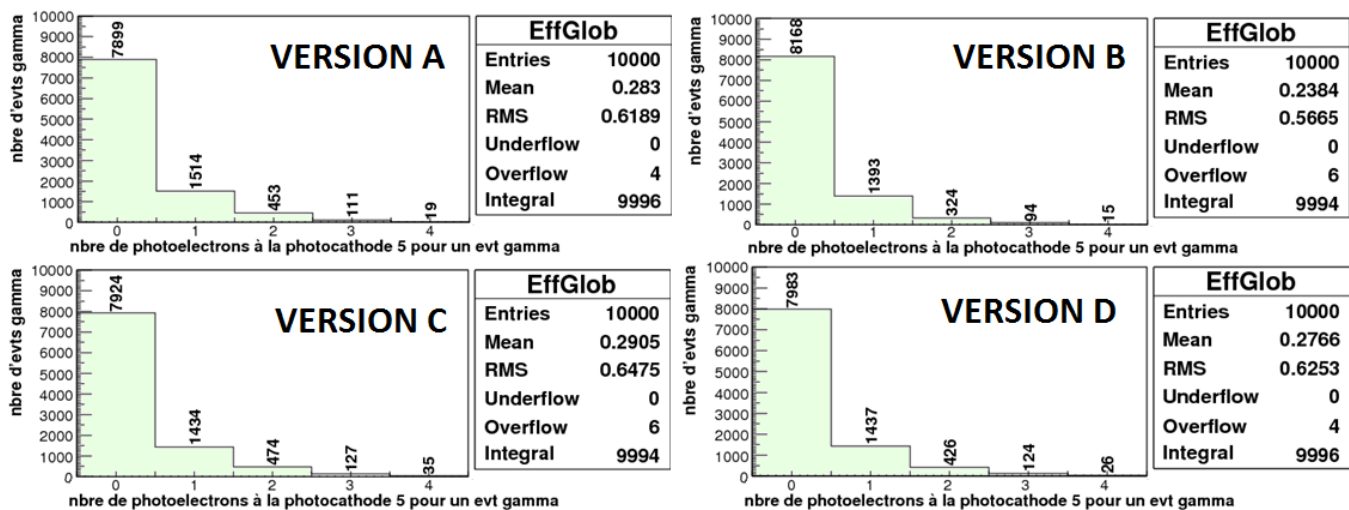


FIGURE V.2.4 – Efficacité globale du détecteur : pour un événement γ , nombre de photo-électrons émis par la photocathode du PMT n°5 (tenant compte de son efficacité quantique de détection) = nombre de photons lumineux réellement détectés.

Les efficacités de déclenchement sont très proches dans les 4 cas. On a donc réussi à améliorer la collection de la lumière, et donc la résolution en temps, sans perdre en efficacité de détection globale. On garde donc l'idée d'un détecteur plus fin pour la deuxième version du démonstrateur optique (version C).

Néanmoins, il faut garder à l'esprit que l'ensemble de ces résultats ont été obtenus en modélisant toutes les pertes lumineuses mesurées dans un échantillon de TMBi comme de l'absorption, car à ce stade du travail on n'avait pas encore fait la différence entre absorption et diffusion dans le TMBi. En réalité, on sait qu'il y a très peu d'absorption, et

2.3. RÉSULTATS OBTENUS AVEC LES 4 GÉOMÉTRIES TESTÉES

VERSION A : 5 cm, source côté PMTs	VERSION B : 5 cm, source côté bride
Efficacité globale (1er photo-électron) : 21 %	Efficacité globale (1er photo-électron) : 18 %
VERSION C : 3 cm, source côté bride	VERSION D : 3 cm, source côté PMTs
Efficacité globale (1er photo-électron) : 21 %	Efficacité globale (1er photo-électron) : 20 %

Tableau V.2.4 – Résultats obtenus en terme d'efficacité globale de détection des γ pour les 4 versions testées.

que l'essentiel des pertes lumineuses observées dans l'échantillon de TMBi proviennent de la diffusion de la lumière. L'impact de la diminution d'épaisseur du détecteur sur l'efficacité de la collection de lumière sera donc probablement moins évident en réalité.

Enfin, comme le montre la figure V.2.5, environ 22% des photons γ interagissent dans la bride en inox avant même d'entrer dans le volume de détection, et sont donc perdus. On décide de limiter ce phénomène en utilisant un matériau plus léger, comme le titane par exemple.

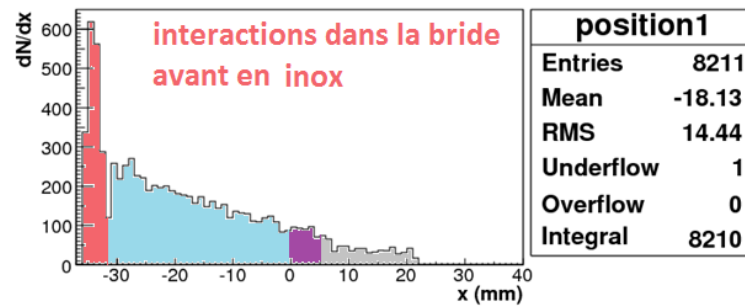


FIGURE V.2.5 – Position (en mm) de la première interaction des photons γ dans l'épaisseur du détecteur. En rouge, les interactions qui ont lieu dans la bride avant en inox. En bleu, les interactions qui ont lieu dans le TMBi. En violet, les interactions avec la fenêtre en saphir et en gris, les interactions avec les PMTs.

2.3. RÉSULTATS OBTENUS AVEC LES 4 GÉOMÉTRIES TESTÉES

Chapitre 3

Optimisation des photodétecteurs

On a vu dans le chapitre précédent de nombreuses manières d'optimiser le design du détecteur pour favoriser la collection de lumière au niveau de la photocathode de la voie 5. Malheureusement, on arrive à 30,1% de photons lumineux collectés par la photocathode n°5, mais seulement 4,3% qui sont réellement détectés, c'est-à-dire qui donnent naissance à un photoélectron au niveau de la photocathode du PMT. Cela signifie que l'efficacité quantique de détection des PMTs R11265-100 utilisés est en moyenne de 14,3% sur le spectre lumineux reçu, et donc que parmi les photons arrivant jusqu'à la photocathode, 85,7% sont perdus. Il y a donc également un gros effort à faire sur les PMTs, et particulièrement sur leur **efficacité quantique de détection**, afin de détecter au mieux la lumière que l'on parvient à collecter.

De même, parce que l'on travaille sur la détection d'un photoélectron unique et que l'on veut éviter un maximum de "fausses détections", il faut prendre garde à utiliser détecteurs ayant des bruits d'obscurité les plus faibles possible. Le **bruit d'obscurité** correspond à un taux de comptage non nul du détecteur placé dans le noir complet. C'est un phénomène électronique qui dépend de la tension de polarisation du détecteur et dans certains cas de la température.

3.1 Spectre des photons lumineux incidents

Les simulations Monte Carlo précédentes permettent de connaître le spectre de longueur d'onde des photons lumineux qui arrivent jusqu'à la photocathode n°5. En normalisant l'intégrale de ce spectre à 1, on obtient la densité spectrale de probabilité de la longueur d'onde des photons que l'on doit détecter (figure V.3.1)

On se base sur ce spectre pour trouver, parmi les diverses photocathodes disponibles sur le marché, celle qui permettrait de détecter le maximum de photons lumineux pour notre besoin.

3.2 Efficacité de plusieurs photodétecteurs

Photocathodes disponibles pour les PMTs R11265 Hamamatsu

Nous utilisons les PMTs R11265 de Hamamatsu (figure II.1.10), avec la photocathode -100 (Super Bialkali). L'avantage de ces PMTs est leur très bonne efficacité géométrique de 78% minimum (la surface utile est de 23 mm x 23 mm, pour une surface totale est de 26,1 mm x 26,1 mm). Nous recherchons donc pour ces PMTs une photocathode plus

3.2. EFFICACITÉ DE PLUSIEURS PHOTODÉTECTEURS

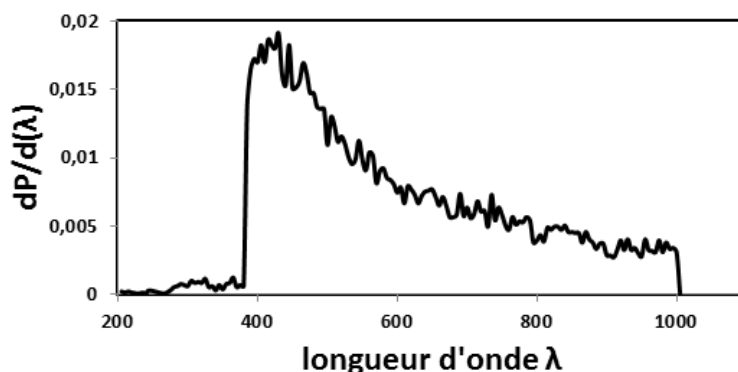


FIGURE V.3.1 – Densité de probabilité de la longueur d'onde des photons Cerenkov reçus par la photocathode n°5.

efficace.

Photocathode -100 Concernant la photocathode actuelle (-100), on ne dispose que de quelques points pour la modéliser. On sait que l'efficacité quantique de détection est nulle en dessous de 300 nm et au-delà de 650 nm, et que le maximum est à 350 nm, et vaut 37%. En se basant sur ces chiffres on peut construire une courbe très schématique de la DQE, et ainsi visualiser le spectre des photons détectés (figure V.3.2). Le rapport des intégrales des deux spectres indique que l'efficacité moyenne de détection est de 13%, on est proche des 14,3% trouvés par le Monte Carlo. Cette photocathode permet donc une efficacité de détection moyenne de l'ordre de 13%.

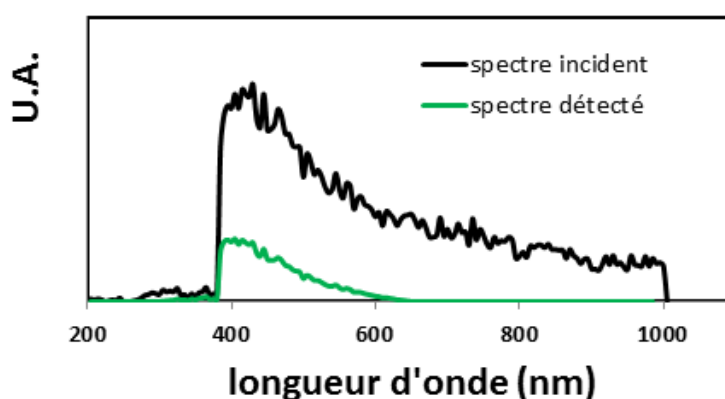


FIGURE V.3.2 – Spectres des photons Cerenkov reçus et détectés par la photocathode n°5 -100 (super bialkaly).

Le bruit d'obscurité des PMTs R11265-100 a été mesuré au laboratoire. La figure V.3.3 donne les taux de comptages mesurés à différentes tensions de polarisation des PMTs. On remarque que pour une utilisation à 800 V, le bruit d'obscurité est autour de 1 kHz, ce qui est convenable pour notre usage.

Photocathodes -20 et -200 Les deux autres photocathodes proposées pour ces PMTs sont les photocathodes -20 et -200 (ultra-bialkaly et multi-alakaly), dont les courbes d'efficacité de détection sont données sur la figure V.3.4.

3.2. EFFICACITÉ DE PLUSIEURS PHOTODÉTECTEURS

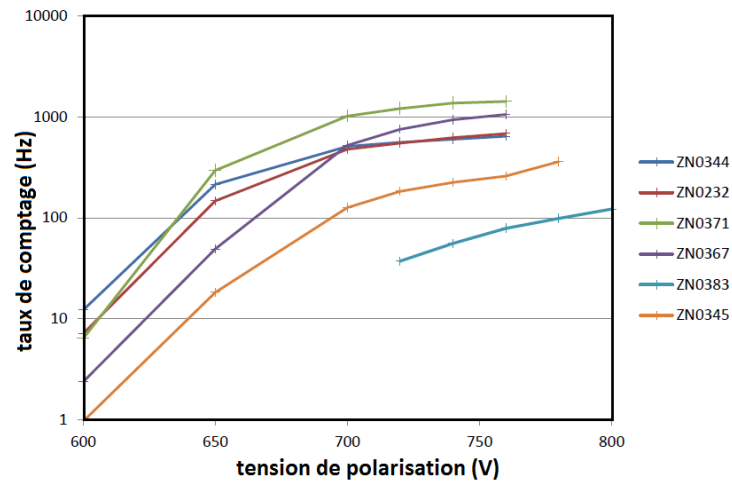


FIGURE V.3.3 – Bruits d'obscurité mesurés sur quelques PMTs R11265-100 en fonction de la tension de polarisation des détecteurs.

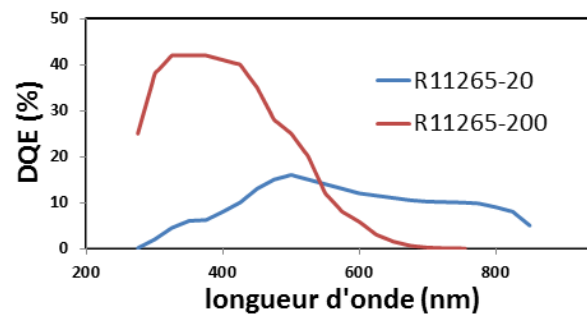


FIGURE V.3.4 – Efficacités quantiques de détection des photocathodes -20 et -200 proposées par Hamamatsu pour le PMT R11265.

3.2. EFFICACITÉ DE PLUSIEURS PHOTODÉTECTEURS

Les spectres de détection des photons lumineux sont donnés sur la figure V.3.5, pour chacune des deux photocathodes. Le rapport des intégrales des deux spectres indique que l'efficacité moyenne de détection est de 10,3% pour la photocathode -20 et 17,3% pour la photocathode -200.

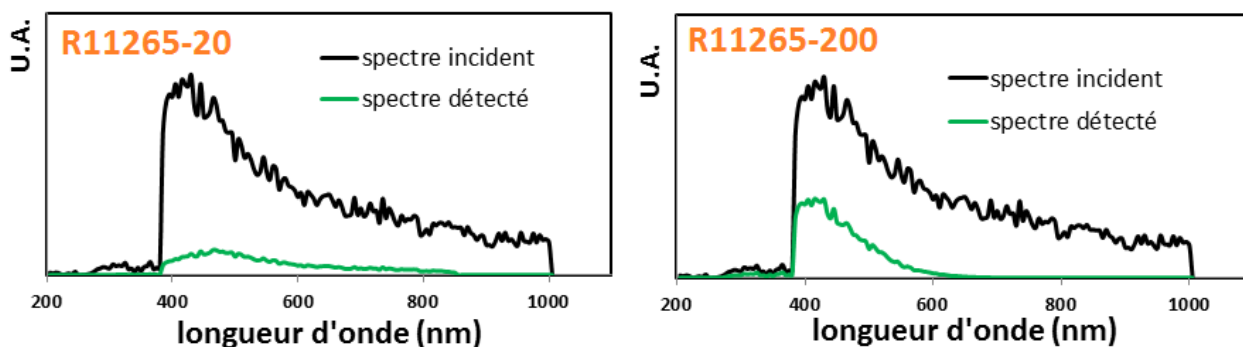


FIGURE V.3.5 – Spectres des photons Cerenkov reçus et détectés par la photocathode n°5 -20 et -200.

La photocathode -200 offre une meilleure efficacité de détection que la -100 (en moyenne, on passe de 13% à 17,3%). Elle constitue donc une amélioration possible sur les PMTs actuels, pour laquelle il n'y aurait aucun développement technologique particulier, mais qui a un surcout d'environ 10%.

Le bruit d'obscurité des PMTs R11265-200 a également été mesuré au laboratoire. La figure V.3.6 donne les taux de comptages mesurés à différentes tensions de polarisation des PMTs. On remarque que pour une utilisation à 800 V, le bruit d'obscurité est toujours autour de 1 kHz.

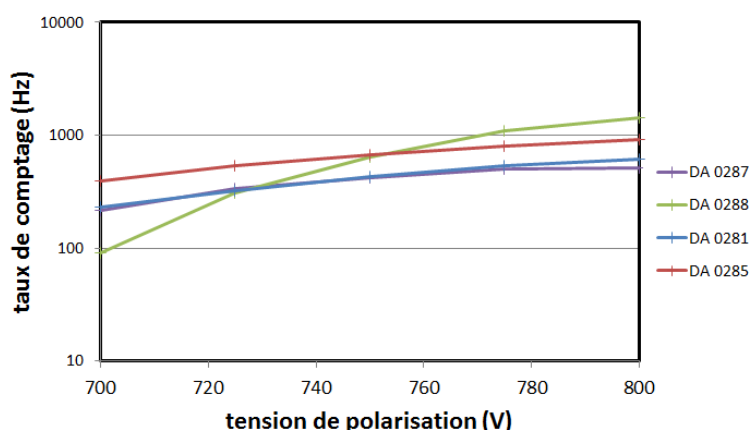


FIGURE V.3.6 – Bruits d'obscurité mesurés sur quelques PMTs R11265-200, en fonction de la tension de polarisation des détecteurs.

Autres technologies

Deux autres options sont possibles : soit adapter une photocathode existante au format des R11265 utilisés, soit passer à des photomultiplicateurs silicium (SiPM).

3.2. EFFICACITÉ DE PLUSIEURS PHOTODÉTECTEURS

Photocathode -40 La photocathode -40 (AsGaP) est la meilleure technologie proposée par Hamamatsu en terme d'efficacité de détection (figure V.3.8). Elle a été développée sur le PMT R10467U, qui lui a une efficacité géométrique très inférieure à celle des PMTs utilisés actuellement (voir figure V.3.7).

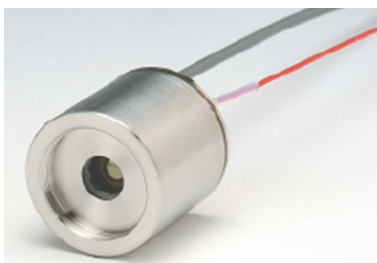


FIGURE V.3.7 – PMT Hamamatsu R10467U sur lequel est montée la photocathode -40.

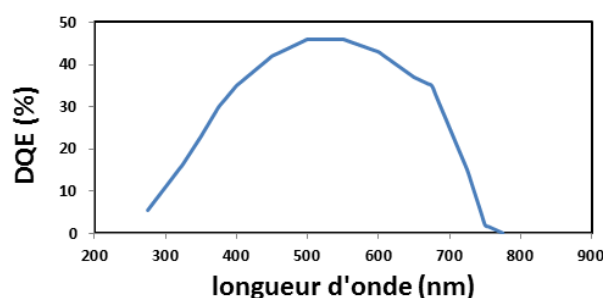


FIGURE V.3.8 – Efficacité quantique de détection de la photocathode -40 proposée par Hamamatsu pour le PMT R10467U.

Sur la figure V.3.9, le rapport des intégrales des deux spectres indique que l'efficacité moyenne de détection est de 30,2%. La photocathode -40 permet donc de détecter en moyenne 30,2% des photons incidents. C'est de loin la meilleure efficacité de détection que l'on ait trouvée. Hamamatsu a été sollicité pour adapter cette photocathode aux PMT carrés R11265, mais l'entreprise demande un apport financier déraisonnable (à notre échelle) pour commencer le développement. De plus, on ne dispose pas d'information sur le bruit d'obscurité de cette photocathode.

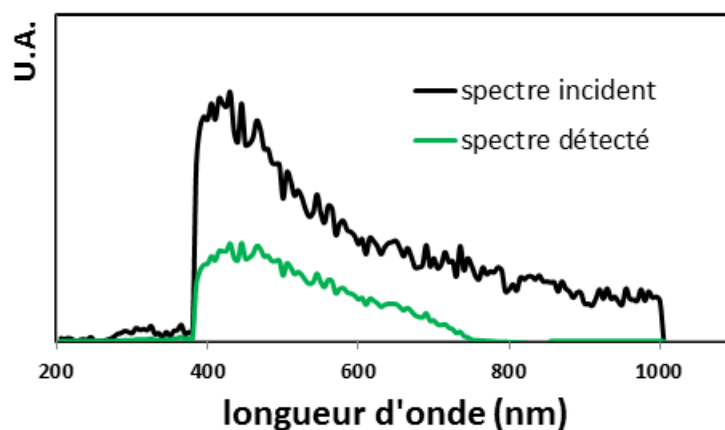


FIGURE V.3.9 – Spectres des photons Cerenkov reçus et détectés par la photocathode n°5 -40.

3.2. EFFICACITÉ DE PLUSIEURS PHOTODÉTECTEURS

Photomultiplicateurs Silicium Sur les conseils de Mme V. Puil (LAL Orsay), on s'est penché sur les photomultiplicateurs silicium (SiPM) proposés par l'entreprise Ketek. Sur la base de leurs données, on a pu calculer l'efficacité de détection des photons lumineux pour deux types de détecteurs SiPM (avec trench), en tenant compte de l'efficacité géométrique due aux tranchées, pour des micro-cellules de $50\ \mu\text{m}$ et de $100\ \mu\text{m}$. Les courbes d'efficacité de détection globale sont données figure V.3.10.

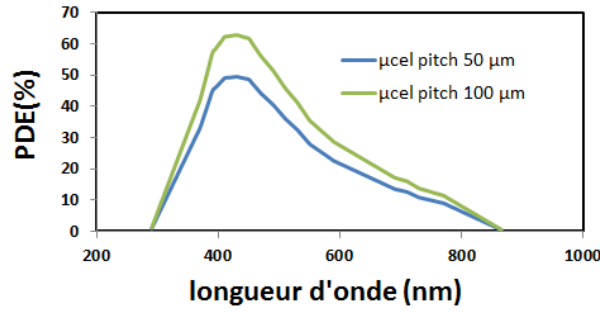


FIGURE V.3.10 – Efficacité de détection de photons (PDE) des photomultiplicateurs au silicium proposés par Ketek, pour des pas de micro-cellules de $50\ \mu\text{m}$ et $100\ \mu\text{m}$.

Les spectres détectés avec chacun des deux types de détecteur sont présentés sur la figure V.3.11. Le rapport des intégrales des spectres indique que l'efficacité moyenne de détection est de 27,4% avec des pixels de $50\ \mu\text{m}$, et 34,7% avec des pixels de $100\ \mu\text{m}$. On retrouve des efficacités moyennes de détection comparables à celle obtenue avec la photocathode -40 (27,4% et 34,7%). Cependant, dans le cas des SiPM, le bruit d'obscurité est compris entre 100 et 300 kHz/mm² de détecteur (selon la température), ce qui amène à des taux de l'ordre de $8.10^7\ \text{Hz}$ pour la surface de l'une de nos 9 cellules de détection. Ce bruit d'obscurité énorme est totalement prohibitif pour la suite du travail, donc la piste des SiPM a dû être abandonnée.

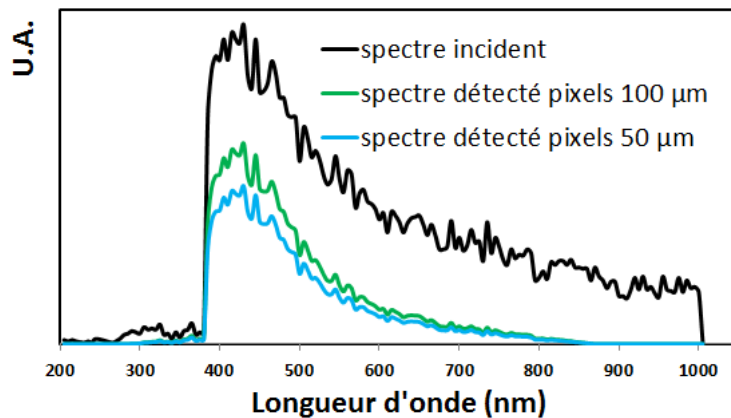


FIGURE V.3.11 – Spectres des photons Cerenkov reçus et détectés par la photocathode n°5 : photomultiplicateurs au silicium, pour des pixels de $50\ \mu\text{m}$ et $100\ \mu\text{m}$.

Conclusion

Pour le futur démonstrateur optique, on va s'en tenir à une amélioration relativement simple : on choisit de garder le PMT R11265 avec la photocathode -200, ce qui permet

3.2. EFFICACITÉ DE PLUSIEURS PHOTODÉTECTEURS

d'augmenter un peu l'efficacité de détection. Pour des raisons de budget, on ne commande que 4 PMTs R11265-200. On choisira les 3 meilleurs d'entre eux que l'on associera aux 6 meilleurs PMTs R11265-100 dont on dispose déjà.

A l'avenir, seule la piste qui consiste à adapter la photocathode -40 à des PMTs de géométrie similaire aux R11265 pourra donner de meilleurs résultats.

Chapitre 4

Élaboration de la deuxième version du démonstrateur optique et prévision de ses performances

Les études précédentes ont permis de choisir un certain nombres d'améliorations à apporter au détecteur afin d'optimiser la collection et la détection de lumière, et la résolution en temps. Nous allons les mettre en oeuvre pour élaborer un détecteur amélioré.

4.1 Géométrie et matériaux de la deuxième version du démonstrateur optique

Conception et montage du détecteur

Le démonstrateur optique version 2 reprend la même géométrie que la version 1, avec les modifications suivantes :

- Le corps de chambre n'est plus constitué d'un seul bloc de verre, mais d'un cadre en céramique (alumine) fermé par une fenêtre en saphir. Sur le premier démonstrateur, des vis passaient à travers des trous percés dans l'épaisseur du corps de chambre. Cela avait grandement fragilisé la structure en verre et provoqué des fissures. On change donc de technologie pour le deuxième démonstrateur, mais cela n'a aucun impact sur la détection des photons.
- La fenêtre du corps de chambre n'est plus en BK7 mais en saphir, car on a vu que cela permettait de favoriser la collection des photons lumineux. De même, le saphir étant plus résistant que le BK7, on passe d'une épaisseur de 7 mm à une épaisseur de 5 mm. Suite à des simulations qui montraient que la collection de la lumière était meilleure avec une fenêtre en saphir de 3 mm d'épaisseur, des efforts ont été faits pour creuser une plaque de saphir, afin d'obtenir 3 mm sur la surface de détection. Malheureusement, la plaque a été cassée par cette manipulation, on a donc gardé une épaisseur de 5 mm dans le détecteur final.
- Le joint optique d'épaisseur 2 mm est remplacé par un gel de plus haut indice, que l'on étale en une couche très fine.
- L'épaisseur du volume de détection n'est plus de 5 cm, mais de 3 cm, car on a vu que cela favorisait la collection de la lumière dans le détecteur. Les cotes du corps de chambre et du guide de lumière en alumine ont donc dû être adaptées.

4.1. GÉOMÉTRIE ET MATÉRIAUX DE LA DEUXIÈME VERSION DU DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

- La bride servant à fermer le détecteur, à l'avant, n'est plus en inox mais en titane, afin de moins gêner le passage des photons γ . Ce nouveau matériau n'a pas été simple à mettre en oeuvre en raison des soudures des piquages servant à remplir le détecteur, beaucoup plus fragiles sur du titane que sur l'inox. L'épaisseur au centre de la bride est de 3 mm, qui garantit de tenir le vide sans se déformer.
- Sur les 9 PMTs R11265-100, trois ont été remplacés par des R11265-200, en voie 1, 2 et 5. Cela permet une meilleure efficacité de détection de la lumière pour ces 3 voies.

Une vue en coupe des plans du démonstrateur optique version 2 est présentée sur la figure V.4.1.

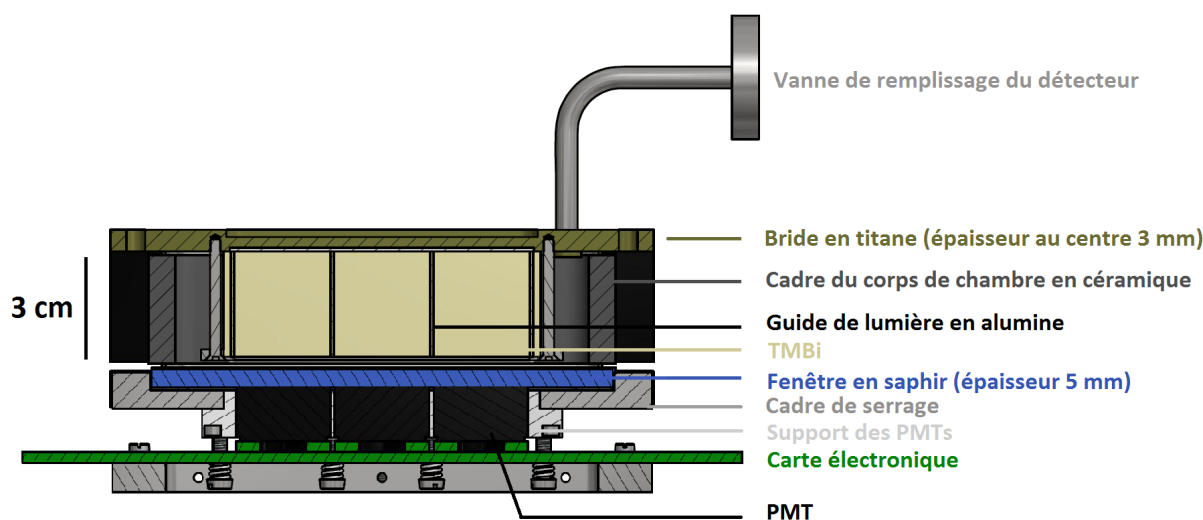


FIGURE V.4.1 – Vue en coupe du démonstrateur optique version 2, d'après les plans de Daniel Desforge.

Les pièces du détecteur ont été commandées, nettoyées, étuvées, puis on procède au montage du détecteur en salle blanche. Une étape intermédiaire du montage est visible sur la figure V.4.2. Enfin, la cuve assemblée (sans les PMTs et la carte électronique) est visible sur la figure V.4.3.

Modélisation du détecteur

Tout comme pour le premier démonstrateur optique, un modèle du détecteur a été codé dans Geant4 afin de prévoir ses performances. La géométrie a été reproduite la plus fidèlement possible, en suivant les plans de D. Desforge. Les nouveaux matériaux (titane, saphir, gel optique) ont également été codés dans le modèle pour reproduire leur comportement (vis-à-vis des photons γ et des photons lumineux : indice optique, absorption...).

Dans le modèle Geant4, l'efficacité de détection des 9 PMTs a été remplacée pour correspondre à celle des nouveaux (R11265-200). La géométrie modélisée est présentée sur la figure V.4.4.

Les propriétés optiques du TMBi sont codées différemment dans ce modèle. Auparavant, on supposait que toutes les pertes lumineuses étaient dues à l'absorption dans le TMBi. Dans ce nouveau modèle, on différencie l'absorption (nulle sur la plupart du spectre, avec seulement quelques pics), de la diffusion (que l'on modélise dans Geant comme de la diffusion de Rayleigh). On utilise pour cela les coefficients d'absorption et de diffusion

4.1. GÉOMÉTRIE ET MATÉRIAUX DE LA DEUXIÈME VERSION DU DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

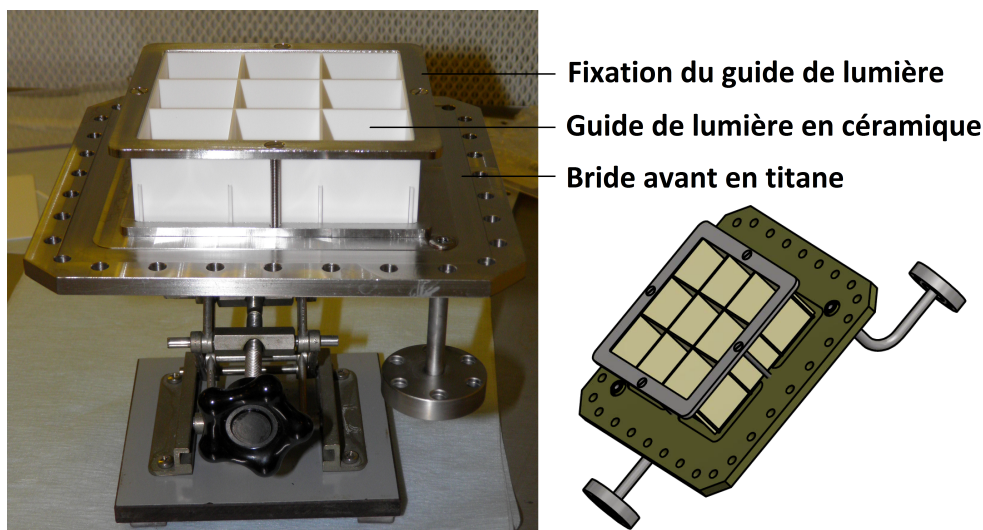


FIGURE V.4.2 – Étape intermédiaire du montage du démonstrateur optique version 2 : fixation du guide de lumière en céramique sur la bride avant en titane

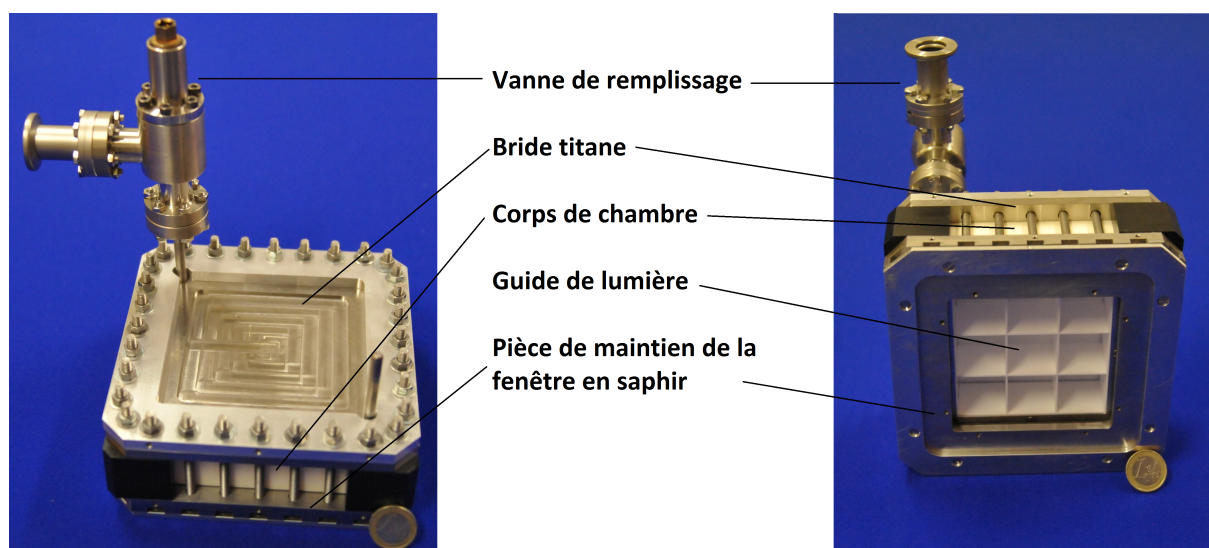


FIGURE V.4.3 – Démonstrateur optique assemblé (sans les PMTs et la carte électronique) : vue de côté et de face.

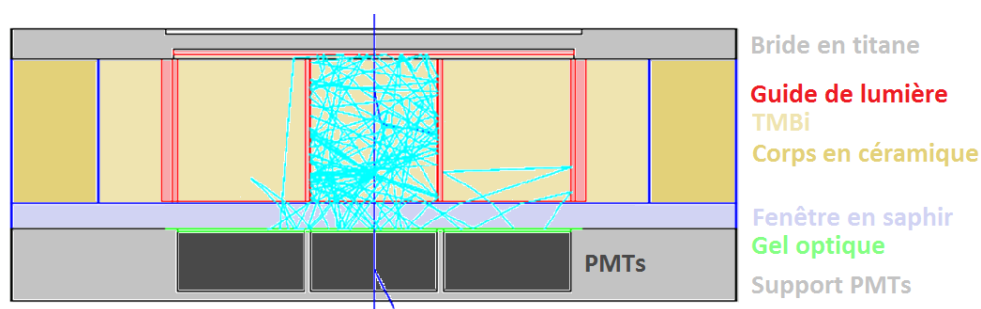


FIGURE V.4.4 – Géométrie du démonstrateur optique version 2 telle que modélisée dans Geant4, avec une épaisseur de TMBi de 3 cm et la fenêtre en saphir d'épaisseur 5 mm. Les trajectoires des photons γ , venant du dessus du détecteur, sont représentées en bleu foncé, tandis que celles des photons lumineux sont représentées en bleu clair.

4.2. PERFORMANCES ATTENDUES POUR LE DEUXIÈME DÉMONSTRATEUR OPTIQUE EN TERME DE COLLECTION DE LUMIÈRE ET D'EFFICACITÉ DE DÉTECTION

mesurés sur l'échantillon de TMBi dans le chapitre "Mesure des propriétés optiques du TMBi".

On peut d'ores et déjà remarquer que le remplacement de la bride en inox par du titane a un effet non négligeable sur le nombre de photons γ perdus avant même d'entrer dans le volume de détection. On passe de 22% avec l'inox à 14% avec le titane (figure V.4.5).

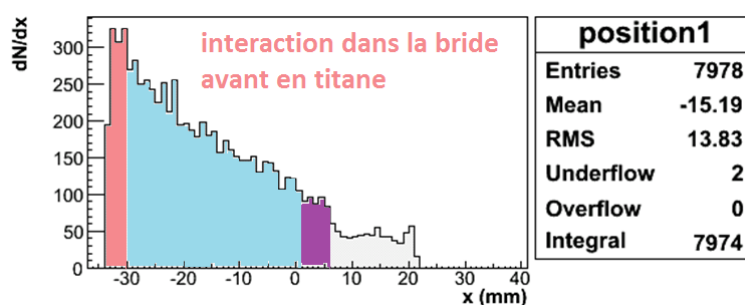


FIGURE V.4.5 – Position (en mm) de la première interaction des photons γ dans l'épaisseur du détecteur. En rouge, les interactions qui ont lieu dans la bride avant en titane. En bleu, les interactions qui ont lieu dans le TMBi. En violet, les interactions avec la fenêtre en saphir et en gris, les interactions avec les PMTs.

4.2 Performances attendues pour le deuxième démonstrateur optique en terme de collection de lumière et d'efficacité de détection

La simulation Monte Carlo fournit un certain nombre de renseignements, particulièrement sur la collection de la lumière, que l'on va pouvoir comparer aux chiffres avant optimisation.

Les résultats de la simulation pour le démonstrateur optique version 2 sont visibles sur les figures V.4.6, V.4.7 (la diaphonie est alors de 44,5%), et V.4.8 (On mesure une efficacité de détection en voie 5, si l'on place le seuil au premier photoélectron, de 34,3%).

Le tableau V.4.1 résume quant à lui les progrès qui ont été faits entre la première et la deuxième version du démonstrateur optique, selon le modèle Monte Carlo. Dans ce tableau, on remarque une énorme différence au niveau de la première colonne, qui donne l'auto-absorption dans le TMBi. Cela provient principalement de la différence de modélisation de la propagation des photons optiques dans le TMBi. Dans la version 1 on supposait uniquement de l'absorption, tandis que dans la version 2 on sait désormais que la diffusion est prédominante.

Démonstrateur modélisé	Auto-absorption TMBi	Collection de la lumière en voie 5	Détection de la lumière en voie 5	Diaphonie	Efficacité de détection des γ
Version 1	55%	12,3%	1,74%	76%	12,1%
Version 2 améliorée	4%	47,5%	9,02%	45%	34,3%

Tableau V.4.1 – Comparaison des performances simulées entre la première et la seconde version du démonstrateur optique, en terme de collection de lumière, diaphonie, et efficacité de détection des γ .

4.2. PERFORMANCES ATTENDUES POUR LE DEUXIÈME DÉMONSTRATEUR OPTIQUE
EN TERME DE COLLECTION DE LUMIÈRE ET D'EFFICACITÉ DE DÉTECTION

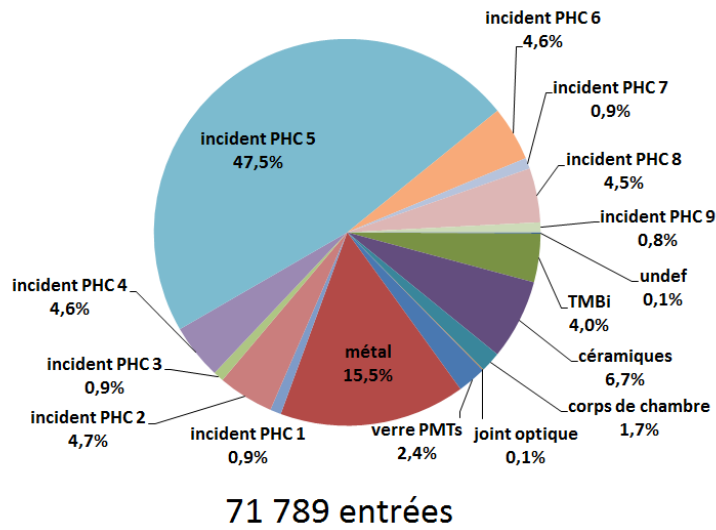


FIGURE V.4.6 – Absorption des photons lumineux dans les différents matériaux et surfaces du détecteur version 2.

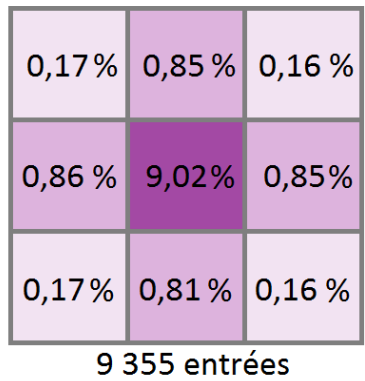


FIGURE V.4.7 – Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (calculé par rapport à la totalité des photons lumineux émis par effet Cerenkov), démonstrateur optique version 2.

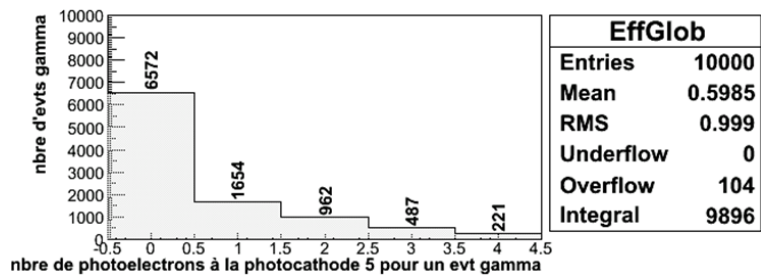


FIGURE V.4.8 – Efficacité globale attendue du détecteur version 2 : pour un évènement γ incident, nombre de photo-électrons émis à la photocathode du PMT n°5 (tenant compte de son efficacité quantique de détection) = nombre de photons lumineux réellement détectés.

4.3. RÉOLUTION EN TEMPS ATTENDUE POUR LE DEUXIÈME DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

Pour conclure sur l'optimisation du démonstrateur optique du Monte Carlo, on peut dire qu'elle a permis de multiplier par 3 l'efficacité de détection globale du détecteur, en améliorant considérablement la collection de lumière et la diaphonie. Reste à voir si ces progrès seront confirmés lors des mesures.

4.3 Résolution en temps attendue pour le deuxième démonstrateur optique

La résolution en temps attendue pour le deuxième démonstrateur est calculée grâce au modèle semi-analytique présenté dans la partie 4, chapitre 3. On utilise comme paramètres les résultats fournis par la simulation Monte Carlo, à savoir :

- Le nombre de photons lumineux réellement détectés par la photocathode n°5 pour chaque évènement γ incident. Cela correspond à l'histogramme V.4.8.
- La distribution du temps d'arrivée des photons lumineux à la photocathode n°5, correspondant à l'histogramme V.4.9.
- La résolution en temps intrinsèque (TTS) des PMTs. Comme pour les R11265-100, le temps de réponse des PMTs correspond à une gaussienne de 270 ps de largeur à mi-hauteur.

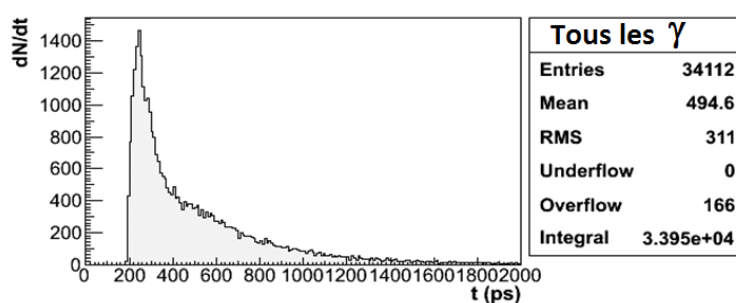


FIGURE V.4.9 – Distribution du temps d'arrivée des photons Cerenkov sur la photocathode n°5, démonstrateur optique version 2, et sans sélection des γ .

Résolution intrinsèque du démonstrateur

La résolution en temps intrinsèque du détecteur a d'abord été évaluée sans tenir compte du TTS des PMTs. Les histogrammes présentés sur la figure V.4.10 montrent le temps de détection du premier photon lumineux dans 2 cas : soit on sélectionne uniquement les évènements γ qui font un effet photoélectrique unique dans le TMBi, soit on prend tous les évènements γ .

Étant donnée la forme non gaussienne (pic + queue) des distributions des temps de détection, on doit utiliser deux chiffres pour caractériser la résolution en temps :

- La largeur du pic initial sera caractérisée par sa largeur à mi-hauteur (FWHM)
- L'importance de la queue sera caractérisée par la largeur à 1/10ème de la hauteur du pic (L1/10)

On remarque deux choses :

- La largeur à mi-hauteur du pic initial est meilleure que dans le modèle du premier démonstrateur optique (on obtient 80 et 100 ps, contre 120 ps environ pour le premier). Cela prouve que les optimisations apportées au démonstrateur permettent de

4.3. RÉOLUTION EN TEMPS ATTENDUE POUR LE DEUXIÈME DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

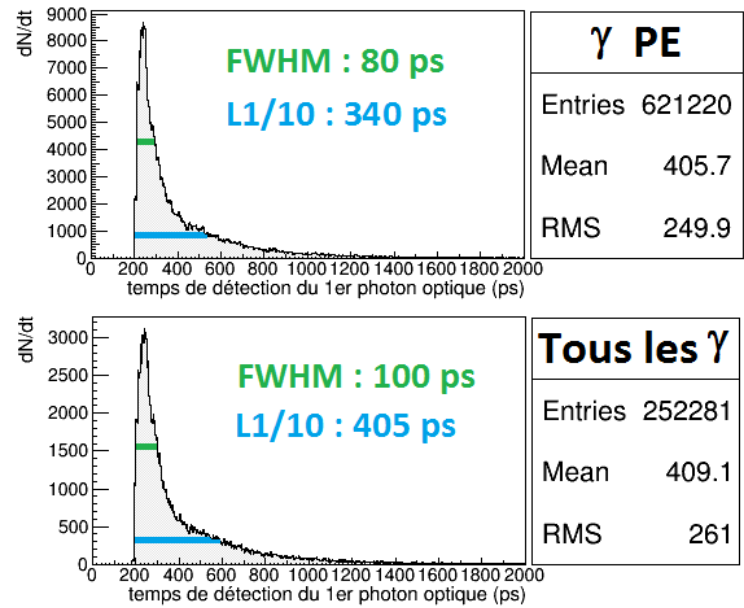


FIGURE V.4.10 – Temps de détection du premier photon Cerenkov par la photocathode n°5, correspondant à la datation du photon γ . En haut, pour les événements qui déposent la totalité de leur énergie en 1 fois par effet photoélectrique dans le TMBi. En bas, pour l'ensemble des événements γ , incluant les interactions Compton.

favoriser le passage direct des photons optiques du TMBi vers les PMTs, en minimisant le nombre de réflexions dans le détecteur et en diminuant les dimensions du volume de détection.

- La résolution en temps est meilleure lorsque l'on sélectionne uniquement les photons γ qui font un effet photoélectrique unique dans le TMBi. Cela provient du fait que, dans ce cas, il y a en moyenne plus de photons lumineux qui sont détectés par le PMT n°5 (voir histogramme V.4.11, à comparer avec la figure V.4.8), donc le premier a plus de chances d'être détecté plus tôt. Cet effet n'apparaissait pas dans le modèle du démonstrateur version 1, car la collection de lumière n'était pas suffisante.

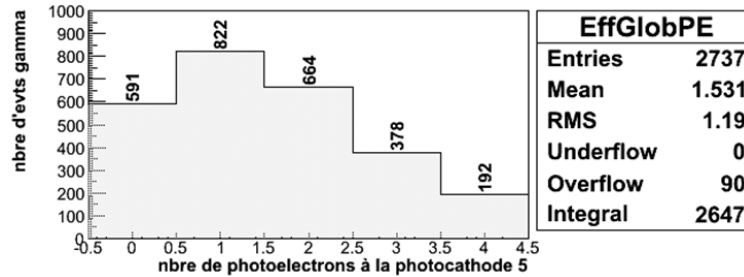


FIGURE V.4.11 – Pour un événement γ qui fait un effet photoélectrique dans le TMBi, nombre de photo-électrons émis à la photocathode du PMT n°5 (tenant compte de son efficacité quantique de détection) = nombre de photons lumineux réellement détectés.

4.3. RÉSOLUTION EN TEMPS ATTENDUE POUR LE DEUXIÈME DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

Résolution du démonstrateur tenant compte de la résolution (TTS) des PMTs

Pour être capable de comparer par la suite avec la résolution en temps mesurée sur l'objet construit, il faut également tenir compte de la résolution en temps des PMTs. Dans ce cas, on ne fait pas de sélection sur les événements γ incidents, afin de se rapprocher des conditions expérimentales. La figure V.4.12 donne le temps de datation des γ prévu par le modèle. On obtient une résolution en temps de 340 ps en largeur à mi-hauteur du pic initial, qu'il faudra comparer à la résolution en temps mesurée sur l'objet construit.

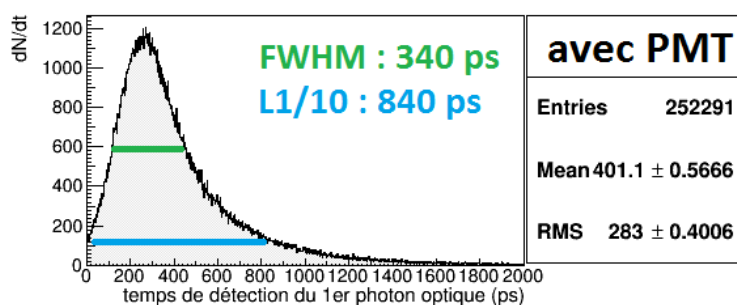


FIGURE V.4.12 – Temps de détection du premier photon Cerenkov par la photocathode n°5, correspondant à la datation du photon γ , tenant compte de la résolution en temps des PMTs, et pour l'ensemble des événements γ .

On peut alors comparer la résolution intrinsèque attendue avec les résolutions en temps obtenues avec des cristaux de LSO ou de LaBr_3 ([Moses 2007]). Les résolutions en temps présentées dans le tableau V.4.2 sont exprimées en largeur à mi-hauteur et correspondent à des résolution en temps coïncidences. Pour pouvoir comparer, il faut calculer :

$$R(DO)_{coinc} = R(DO)_{intr} \times \sqrt{2} = 480 \text{ ps}$$

Milieu de détection	Résolution en temps coïncidence (FWHM)	référence
TMBi (Monte Carlo)	480 ps	
LSO	221 ps (optimisé en laboratoire) < 400 ps (camera TEP)	[Moses and Ullisch 2006]
$\text{LaBr}_3 : \text{Ce}$	260 ps (optimisé en laboratoire) 310 ps (camera TEP)	[Shah et al. 2003] [Kuhn et al. 2006]

Tableau V.4.2 – Comparaison de la résolution en temps attendue pour le démonstrateur optique version 2 avec des cristaux utilisés en TEP temps-de-vol.

On remarque dans le tableau V.4.2 que la résolution en temps que l'on espère obtenir avec le TMBi n'est pas meilleure que celle des cameras à temps-de-vol actuelles. Néanmoins, elle se situe dans le même ordre de grandeur. On sait que dans notre système la résolution en temps est dominée par le PMT, donc on espère l'améliorer en utilisant des photodétecteurs plus rapides (PMT micro-canaux par exemple). De plus, la résolution en temps actuelle est suffisante pour une caméra TEP conventionnelle (non temps-de-vol).

Enfin, il est important de rappeler que le projet CaLIPSO a pour objectif de concevoir un détecteur permettant une bonne résolution en temps, mais aussi et surtout une bonne **résolution spatiale** (de l'ordre du mm^3) qui sera possible grâce à la détection "ionisation",

4.3. RÉOLUTION EN TEMPS ATTENDUE POUR LE DEUXIÈME DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

et une bonne **efficacité de détection** du fait du grand rapport photoélectrique du TMBi.

4.3. RÉOLUTION EN TEMPS ATTENDUE POUR LE DEUXIÈME DÉMONSTRATEUR OPTIQUE

Sixième partie

Mesure et analyse des performances de la deuxième version du démonstrateur optique, et confrontation avec la simulation Monte Carlo

Chapitre 1

Analyse de l'efficacité de détection et de la diaphonie dans le démonstrateur optique version 2

Comme nous allons le voir dans ce chapitre, la diaphonie dans le démonstrateur optique correspond à des événements qui sont détectés dans la mauvaise cellule. Plus la diaphonie augmente, plus on diminue donc l'efficacité de détection au niveau de la cellule qui nous intéresse (en l'occurrence la cellule 5). C'est la raison pour laquelle ces deux phénomènes seront présentés ensemble.

1.1 Estimation de l'efficacité attendue par calcul d'ordres de grandeur

On rappelle que la simulation Monte Carlo du démonstrateur optique version 2 prévoit pour l'instant une efficacité de l'ordre de 34% dans la cellule centrale. On peut essayer de retrouver cette efficacité par le calcul.

Probabilité de déclenchement du démonstrateur sur un γ 511 keV incident

Pour faire ce calcul, on reproduit grossièrement l'histoire d'un γ de 511 keV incident dans le démonstrateur.

1. Le γ rencontre d'abord la bride avant en titane (coefficient d'atténuation = $0,36 \text{ cm}^{-1}$, épaisseur = 3 mm). Il a une probabilité de **0,898** de passer au travers sans interagir.
2. Le γ se propage dans le TMBi (coefficient d'atténuation = $0,32 \text{ cm}^{-1}$, épaisseur = 3,1 cm). Il a une probabilité de **0,629** d'interagir dans le TMBi, soit par effet Compton, soit par effet Photoélectrique.

Les deux cas sont ensuite traités séparément dans le tableau VI.1.1. Au total, en sommant les deux options, on arrive à une efficacité de détection de l'ordre de 25%.

La figure VI.1.1 donne le nombre moyen de photons lumineux émis par effet Cerenkov dans le TMBi en fonction de l'énergie des électrons (issu de la simulation Monte Carlo, pour un indice du TMBi défini à partir de 380 nm). On remarque (en bleu) un comportement asymptotique linéaire, qui place le seuil d'émission Cerenkov "efficace" autour de 280 keV.

1.1. ESTIMATION DE L'EFFICACITÉ ATTENDUE PAR CALCUL D'ORDRES DE GRANDEUR

Effet Photoélectrique Primaire Probabilité 0,479	Effet Compton Primaire Probabilité 0,521 E_{moy} (diffusé) = 336 keV (figure VI.1.2) E_{moy} (électron) = 175 keV : pas de photon optique estimation de l'épaisseur restante de TMBi : 2 cm	
Environ 18 photons Cerenkov émis (figure VI.1.1) Au moins un photoélectron à la photocathode n°5 Probabilité 0,784 Donné par la simulation Monte Carlo Figure V.4.11	2ème interaction Probabilité 0,716	échappement Probabilité 0,284
	Effet Photoélectrique secondaire Probabilité 0,686	Effet Compton secondaire Probabilité 0,314
	Énergie du photoélectron 80 à 280 keV : pas d'émission lumineuse ($<$ seuil Cerenkov) \rightarrow proba 0,6 280 à 420 keV : environ 15 photons lumineux \rightarrow proba 0,4	Échappement ou 2ème Compton ou Photoélectrique On considère qu'il n'y a pas de détection (fractionnement de l'énergie : $<$ seuil Cerenkov)
	Au moins 1 photoélectron à la phc 5 Probabilité $0,784 \times 15/18 =$ 0,653	
Probabilité de détection du γ par effet Photoélectrique $= 0,898 \times 0,629 \times 0,497 \times 0,784$ $=$ 21,2%	Probabilité de détection du γ par effet Compton suivi d'un effet Photoélectrique $0,898 \times 0,629 \times 0,521 \times 0,716 \times 0,686 \times 0,4 \times 0,653$ $=$ 3,8%	

Tableau VI.1.1 – Probabilités de détection d'un photon γ dans le démonstrateur par effet Photoélectrique ou par effet Compton.

1.1. ESTIMATION DE L'EFFICACITÉ ATTENDUE PAR CALCUL D'ORDRES DE GRANDEUR

Le seuil théorique de 143 keV correspond en effet à des électrons qui passent en dessous du seuil dès leur première interaction et n'émettent donc que très peu de lumière (voir chapitre IV.2). Pour un électron de 420 keV (issu d'un effet photoélectrique du γ 511 keV dans le TMBi), on a environ 18 photons lumineux émis.

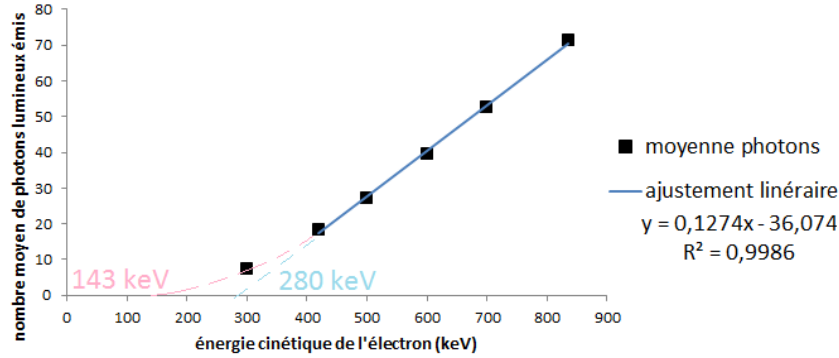


FIGURE VI.1.1 – Nombre moyen de photons lumineux émis par effet Cerenkov dans le TMBi en fonction de l'énergie des électrons

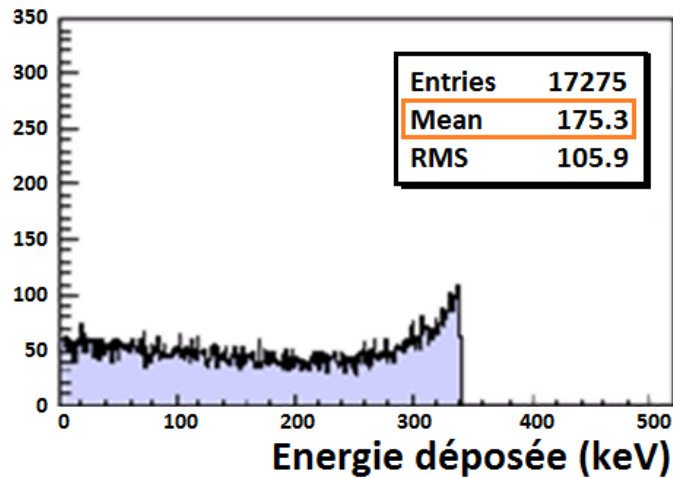


FIGURE VI.1.2 – Énergie perdue par le photon γ de 511 keV lors d'un effet Compton dans le TMBi. L'énergie moyenne perdue est de 175 keV, ce qui signifie que le γ diffusé a encore une énergie de 336 keV en moyenne.

L'efficacité de détection d'un γ de 511 keV par effet Photoélectrique primaire dans le TMBi est de 21,2%, tandis que l'efficacité de détection par effet Compton suivi d'un effet Photoélectrique est estimée à 3,8%. On totalise donc 25% d'efficacité de détection, ce qui correspond à 9% de moins que ce que donne la simulation Monte Carlo. Cette sous-estimation peut s'expliquer par plusieurs raisons :

- Les photons Cerenkov issus de la première interaction Compton ne sont pas comptés dans le calcul, car l'énergie moyenne de l'électron Compton (175 keV) est en dessous du seuil effectif de l'effet Cerenkov (280 keV). Il y a donc très peu de photons lumineux produits.
- Les photons Cerenkov issus de la deuxième interaction Compton, qu'elle soit suivie d'une 3ème interaction ou non, ne sont pas non plus comptés.

1.1. ESTIMATION DE L'EFFICACITÉ ATTENDUE PAR CALCUL D'ORDRES DE GRANDEUR

- Les calculs ont été faits en se basant uniquement sur l'énergie moyenne du photon γ après la première diffusion Compton. On a considéré que ce photon avait alors une énergie de 336 keV, alors qu'en réalité le spectre est continu entre 171 et 511 keV.
- On a estimé à 2 cm le parcours restant dans le TMBi pour le photon γ après la première diffusion Compton. En réalité, ce parcours peut être plus long, en raison du changement de direction du γ .

Probabilité de déclenchement du démonstrateur sur un γ ayant déjà diffusé

On traite ce cas pour avoir une idée du taux de réjection Compton que l'on pourra atteindre naturellement, de par le principe de fonctionnement du détecteur. Ce taux de réjection, en imagerie TEP, est très important, car il permet de supprimer des images le signal provenant de photons ayant diffusé dans le corps du patient, et de ce fait porteurs d'une information spatiale erronée.

Le déclenchement optique de CaLIPSO, ainsi que le seuil "effectif" d'émission Cerenkov autour de 280 keV, font que les photons γ ayant déjà subi une diffusion Compton dans le patient ont très peu de chances d'être détectés. En effet, ils arrivent au détecteur avec une énergie moindre, et vont donc produire moins (ou pas du tout) de photons lumineux Cerenkov.

En reprenant les chiffres donnés dans le paragraphe précédent, il est possible d'estimer l'efficacité de détection des photons γ diffusés dans le corps du patient. On prend pour exemple un photon diffusé qui arrive au détecteur avec une énergie de 336 keV (énergie moyenne des γ après une diffusion) :

1. Le photon commence par rencontrer la bride en titane d'épaisseur 3 mm. A cette énergie le coefficient d'atténuation est de $0,43 \text{ cm}^{-1}$. Le photon a alors une probabilité de **0,878** de traverser la bride sans interagir.
2. Le γ parcourt les 3,1 cm de TMBi. A 336 keV, le coefficient d'atténuation du TMBi est de $0,63 \text{ cm}^{-1}$, ce qui donne au photon une probabilité d'interagir de **0,858**.
3. A 336 keV, le rapport photoélectrique est de 68,6%. Le photon a donc une probabilité de **0,686** d'interagir par effet photoélectrique, contre 0,314 pour l'effet Compton. En première approximation, on ne traite pas ce second cas.
4. Le γ dépose toute son énergie (de 171 à 511 keV) par effet photoélectrique. L'énergie de liaison des électrons de la couche K de l'atome de bismuth étant de 91 keV, cela peut conduire à un photoélectron d'énergie comprise entre 80 et 280 keV (probabilité 0,6), ce qui est insuffisant pour produire de la lumière par effet Cerenkov. Cela peut également conduire à un photoélectron d'énergie comprise entre 280 et 420 keV (probabilité **0,4**), on considère dans ce cas une quinzaine de photons Cerenkov émis, d'après la figure VI.1.1.
5. Enfin, pour 15 photons émis, on sait que la probabilité d'en détecter au moins un à la photocathode n°5 est de l'ordre de **0,653**.

L'efficacité de détection des photons γ ayant diffusé dans le corps du patient est alors estimée à $0,878 \times 0,858 \times 0,686 \times 0,4 \times 0,653 = \mathbf{13,5\%}$, en négligeant les éventuelles interactions multiples. De ce fait on sous-estime très légèrement l'efficacité de détection.

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

Ce chiffre mérite néanmoins d'être souligné car il correspond à un taux de réjection naturel des Compton de l'ordre **85%**, sans aucune calorimétrie, du fait même de la nature du détecteur, tout en gardant une efficacité de détection de l'ordre de 25% sur les γ 511 keV qui n'ont pas été diffusés. Cela correspond aux taux atteints par les machines TEP cliniques, qui pour cela ont besoin d'effectuer la calorimétrie des photons γ détectés afin de rejeter ceux qui sont en dessous de 511 keV.

Évaluation du poids des rayonnements γ parasites de la source de ^{22}Na dans la mesure d'efficacité

Dans le cas de la mesure effectuée avec une source de ^{22}Na , une émission γ a lieu simultanément à la désintégration β^+ . Cela signifie qu'en plus des deux photons γ de 511 keV émis à 180° , il y a également un photon γ de 1,3 MeV, dont l'émission est isotrope. Ce photon "parasite" peut alors être détecté par le démonstrateur optique, ou bien par le trigger YAP, et ainsi fausser les mesures d'efficacité et de résolution en temps.

Pour évaluer le taux de déclenchement du démonstrateur sur ce photon γ , on se base avant tout sur un calcul d'angle solide. On calcule l'angle solide en admettant que la face avant du démonstrateur est située à 10 cm de la source (dans la réalité, elle sera toujours plus éloignée).

La surface de la cellule centrale du détecteur est de 7 cm^2 (carré de 2,65 cm de côté). A 10 cm de la source, cela signifie que l'angle solide recouvert par la cellule centrale est de l'ordre de $\frac{7}{4\pi \cdot 10^2} < 1\%$. On a donc moins d'1% des photons γ parasites qui sont susceptibles de traverser la cellule centrale du démonstrateur.

Si l'on craint une diaphonie importante, on peut penser que ces photons parasites peuvent donner lieu à une détection en voie 5, quelle que soit la voie qu'ils traversent. On calcule alors l'angle solide recouvert pour l'ensemble du détecteur (9 voies). La surface est alors de 63 cm^2 , ce qui donne un angle solide de l'ordre de 5%. Le chiffre est déjà plus élevé, mais il faut garder à l'esprit que parmi les photons parasites incidents sur le démonstrateur (5%), un bon nombre traversera le détecteur sans faire aucune interaction. En effet, le coefficient d'atténuation du TMBi à 1,3 MeV est de $0,13 \text{ cm}^{-1}$. Pour un détecteur de 3,1 cm d'épaisseur, la probabilité de le traverser sans interaction est alors de 0,668. Cela signifie que les photons γ "parasites" ont une probabilité d'être détectés inférieure à $0,05 \times (1 - 0,668) = 1,7\%$, dans l'ensemble du détecteur (en comptant les 9 voies).

On peut donc admettre que ce rayonnement sera négligeable lors des calculs d'efficacité et de résolution en temps.

1.2 Mesures d'efficacité et de diaphonie : étude expérimentale du démonstrateur

Le second démonstrateur est étudié de la même manière que le premier : on le place sur un banc de mesure, dans une boîte noire, de telle façon que la voie 5, la source de ^{22}Na et le détecteur YAP soient alignées. On calcule les distances entre le démonstrateur, la source et le détecteur YAP, de manière à ce que l'angle solide recouvert par les photons γ émis par la source soit le même pour le YAP que pour la voie 5 du détecteur.

Quelques mesures ont été faites sur les muons cosmiques, grâce aux raquettes de PMTs

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

que l'on avait déjà utilisées pour le premier démonstrateur, mais les résultats ne se sont pas révélés très prometteurs. On ne traitera donc ici que des mesures en coïncidence entre le YAP et le détecteur, qui ont été beaucoup plus poussées, et surtout beaucoup plus riches d'enseignements.

Étude du fond de détection parasite dans le détecteur YAP

Le principe du calcul d'efficacité est le suivant : on acquiert tous les évènements qui franchissent un certain seuil dans le détecteur YAP. Ensuite, parmi ces évènements, on sélectionne par calorimétrie ceux qui sont reconnaissables comme des photons γ de 511 ayant interagi dans le YAP. Ils sont au nombre de N_{YAP} . Enfin, parmi ces N_{YAP} évènements, on compte le nombre de fois (N_{DO2}) où la voie 5 démonstrateur optique s'est déclenché aussi, en coïncidence (c'est-à-dire en même temps). L'efficacité en voie 5 est alors N_{DO2}/N_{YAP} , exprimée en %. On fait le même travail sur les autres voies afin de mesurer la diaphonie.

Ce principe de mesure, relativement simple, est valable dans le cas où le détecteur YAP ne déclenche que pour des évènements émis par la source radioactive. Or ce n'est pas le cas en réalité : il y a également de la radioactivité naturelle, ainsi que le bruit propre du PMT, qui induisent de "faux" déclenchements du YAP. Si l'on n'en tient pas compte dans les mesures, alors cela induira une sous-estimation de l'efficacité du démonstrateur optique.

C'est pour cette raison que l'on doit d'abord étudier le fond de détection du YAP, c'est-à-dire les évènements qu'il détecte lorsqu'aucune source radioactive n'est placée face à lui. Pour cela, on réalise le montage schématisé sur la figure A.16 (en annexe).

Le spectre d'amplitude acquis sans source est présenté sur la figure VI.1.3, pour une acquisition de 20 000 évènements. Le taux de comptage mesuré sans source radioactive est **F = 7,4 Hz**.

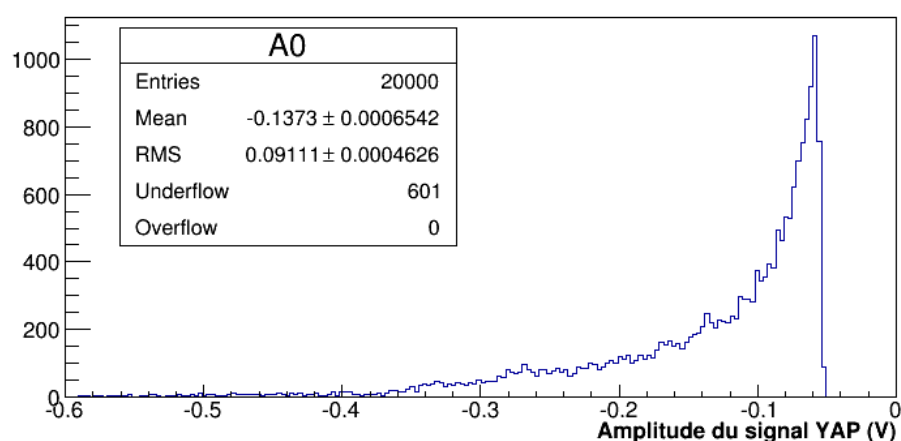


FIGURE VI.1.3 – Fond de détection : spectre d'amplitude du signal analogique du détecteur YAP, acquis sur la voie 0 de la carte d'acquisition, dans le cas où il n'y a pas de source radioactive (seulement radioactivité naturelle et bruit propre du PMT).

On mesure également le taux de déclenchement du détecteur YAP lorsque l'on place la source radioactive à 43 cm de celui-ci. Le taux mesuré correspond alors à la somme du fond et du signal dû à la source, et il est de **S+F = 43,5 Hz**. Cette mesure permet alors de connaître le rapport $\frac{F}{S+F} = 17\%$ à 43 cm, pour par la suite être capable de soustraire

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

le spectre de fond du spectre acquis avec la source, en respectant le rapport des taux de comptage.

Le spectre d'amplitude des signaux acquis avec source est également mesuré, il est visible sur la figure VI.1.4. En ne tenant pas compte du fond de détection, on peut tout de même mettre en évidence 4 zones distinctes dans le spectre, correspondant à 4 phénomènes de détection des photons γ émis par la source radioactive. En orange, on retrouve les photons γ de 511 keV qui ne déposent qu'une partie de leur énergie par effet Compton. En rouge, les photons γ de 511 keV qui déposent toute leur énergie par effet photoélectrique. En bleu clair, les photons γ de 1,3 MeV qui ne déposent qu'une partie de leur énergie par effet Compton, et en bleu foncé, les photons γ de 1,3 MeV qui déposent toute leur énergie par effet photoélectrique.

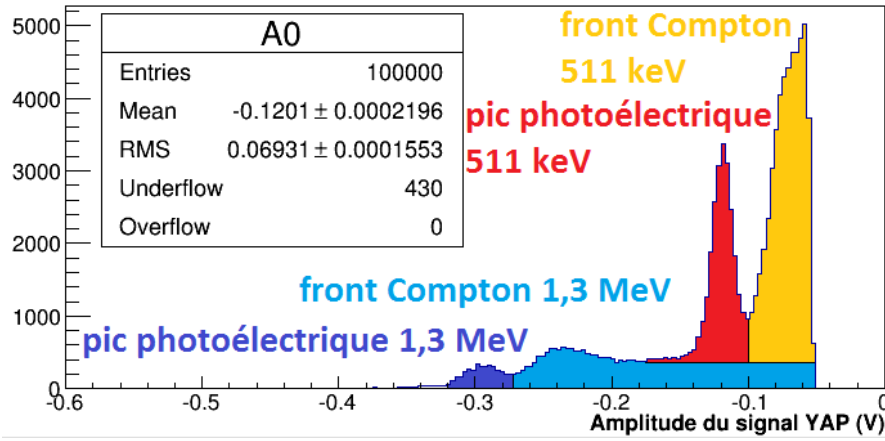


FIGURE VI.1.4 – Spectre d'amplitude du signal analogique du détecteur YAP, voie 0 de la carte d'acquisition, source radioactive à 43 cm du détecteur.

Calculs d'efficacité et de diaphonie pour le démonstrateur optique

Soustraction du fond de détection et de la contribution des γ de 1,3 MeV dans le spectre d'amplitude du détecteur YAP

Pour les mesures d'efficacité de déclenchement et de diaphonie, la source a été légèrement rapprochée du démonstrateur optique. La distance entre la source et le détecteur YAP est alors de 51 cm, ce qui modifie légèrement le rapport $\frac{F}{S+F}$. En effet, le taux de comptage du fond F ne change pas, mais le taux de comptage du signal provenant de la source diminue, du fait de l'angle solide plus petit. On peut écrire la relation $\frac{S(43cm)}{S(51cm)} = \frac{\text{anglesolide}(43cm)}{\text{anglesolide}(51cm)} = \frac{51^2}{43^2} = 1,4$, ce qui signifie que le taux de comptage dû à la source est 1,4 fois plus petit quand on place la source à 51 cm que quand on la place à 43 cm. On peut alors calculer le rapport $\frac{F}{S+F} = 22,3\%$ dans le cas où la source est à 51 cm du détecteur YAP.

On mesure ensuite le spectre du signal YAP lorsque la source est placée en face, à 51 cm. L'histogramme, pour une acquisition de 100 000 évènements, est présenté sur la figure VI.1.5. Afin d'obtenir un jeu d'évènements avec plus de statistiques sur le démonstrateur optique, on place déjà le seuil de déclenchement du détecteur YAP juste en dessous du pic photoélectrique à 511 keV (car de toute façon, tous les évènements d'énergie moindre

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

seraient rejetés lors de l'analyse). C'est de ce spectre (S+F) que l'on va soustraire l'histogramme mesuré sans source (F), en prenant garde à respecter le rapport $\frac{F}{S+F} = 22,3\%$

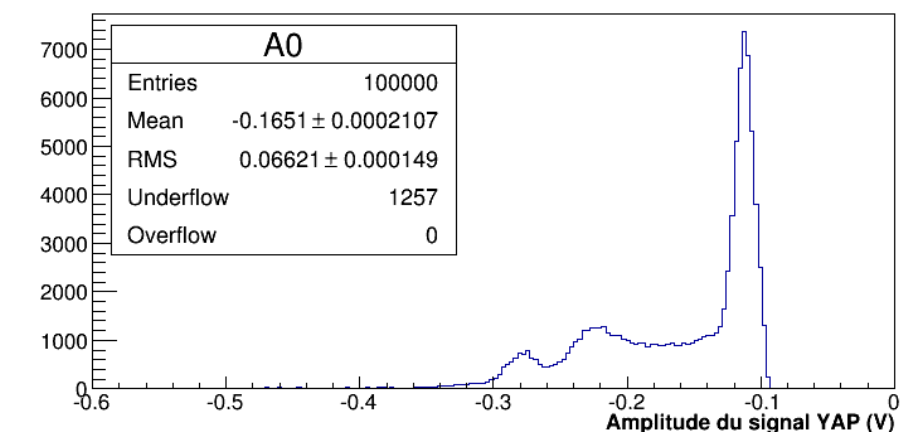


FIGURE VI.1.5 – Spectre d'amplitude du signal analogique du détecteur YAP, voie 0 de la carte d'acquisition, source radioactive placée à 51 cm du détecteur. Seuil de déclenchement à -100 mV pour rejeter les événements appartenant au front Compton des γ de 511 keV.

En changeant le seuil de déclenchement du signal YAP, on change a priori le rapport entre le taux de comptage du fond et celui du signal (car les spectres sont différents). Pour remédier à cela, il faut prendre garde à effectuer la normalisation $\frac{F}{S+F} = 22,3\%$ entre le fond et le spectre signal + fond acquis avec le **même seuil** (que l'on nomme "run d'étalonnage signal+fond").

Pour effectuer cette opération, on doit en premier lieu disposer d'un spectre signal + fond (seuil bas) équivalent, en terme de taux de déclenchement, à celui acquis avec le seuil haut. Pour cela, on normalise le spectre signal + bruit (seuil bas) au maximum atteint par le pic photoélectrique à 511 keV sur le seuil haut (figure VI.1.6). Pour la normalisation, on utilise le maximum du pic photoélectrique à 511 keV. De cette façon on obtient ce qui servira de spectre "d'étalonnage" (en bleu).

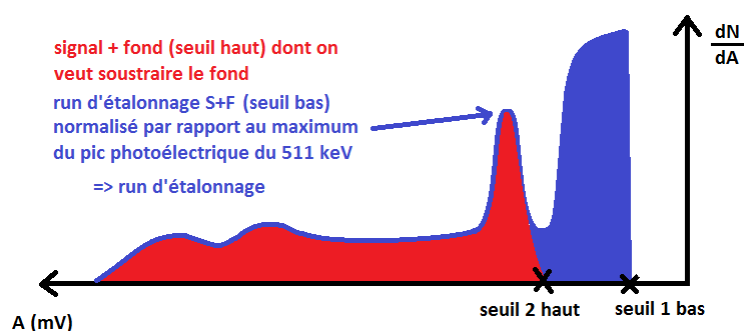


FIGURE VI.1.6 – Etape 1 de la normalisation tenant compte du seuil de déclenchement du détecteur YAP

On utilise ensuite le spectre bleu pour calculer le spectre de fond acquis avec le même seuil de déclenchement. On utilise le rapport de 22,3%. Figure VI.1.7 : on normalise le spectre de fond (acquis avec un seuil de déclenchement bas) par rapport au spectre d'éta-

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

lonnage pris avec source, avec le même seuil de déclenchement. Le rapport des intégrales doit être de 22,3%, comme on l'a calculé précédemment.

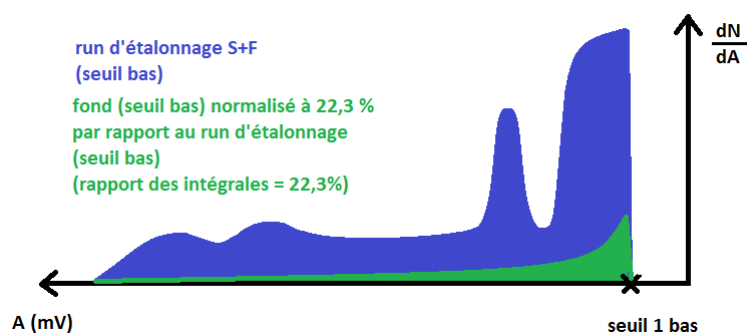


FIGURE VI.1.7 – Etape 2 de la normalisation tenant compte du seuil de déclenchement du détecteur YAP

Enfin, les 3 spectres ayant été normalisés entre eux, on peut soustraire le fond (seuil bas) normalisé (en vert), du spectre signal + fond (seuil haut, en rouge), en oubliant le run d'étalonnage (en bleu). Cela est illustré sur la figure VI.1.8 : on soustrait le spectre de fond normalisé (acquis avec un seuil de déclenchement bas) par rapport au spectre pris avec source, avec un seuil de déclenchement haut. On supprime tous les événements du spectre de fond qui sont en dessous du seuil haut.

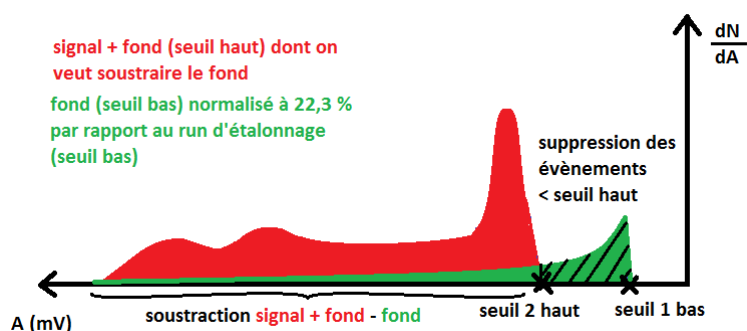


FIGURE VI.1.8 – Etape 3 de la normalisation tenant compte du seuil de déclenchement du détecteur YAP

On obtient alors le spectre correspondant seulement aux émissions de la source de ^{22}Na , visible sur la figure VI.1.9 en amplitude, et sur la figure VI.1.10 en énergie. Sur la figure VI.1.10 on reconnaît alors distinctement la contribution du γ de 1,275 MeV en gris (Front Compton + pic photoélectrique) et le pic photoélectrique du γ de 511 keV en rouge. Pour le calcul d'efficacité c'est uniquement ce pic qui nous intéresse, il faudra donc soustraire le front Compton des 1,275 MeV.

Si l'on considère, dans la figure VI.1.10, la région du pic photoélectrique du γ de 511 keV localisée entre 400 et 630 keV, alors on peut estimer la contribution des dépôts d'énergie Compton du γ de 1,3 MeV dans cette plage d'énergie. Le front Compton étant relativement plat, on le considère constant (on prend la valeur la plus basse mesurée juste avant le pic photoélectrique). Le rapport entre les vrais événements 511 keV (en rouge) et l'intégrale totale du pic dans cette gamme d'énergie est alors de **81,7%**. On utilisera

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

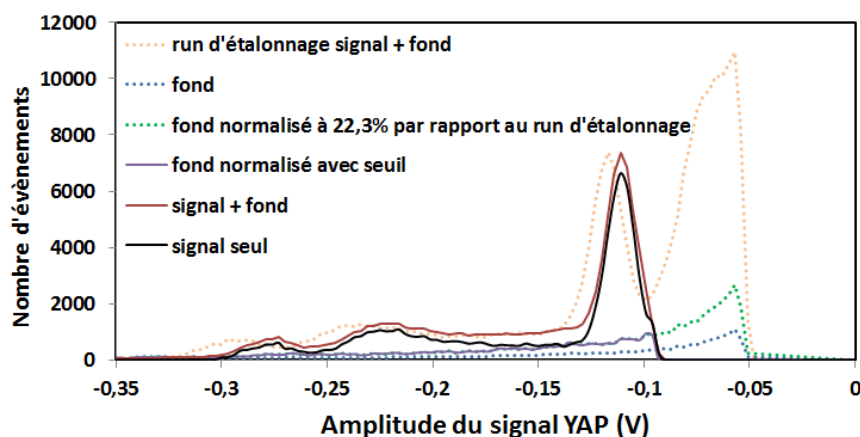


FIGURE VI.1.9 – Spectre d'amplitude du signal analogique du détecteur YAP correspondant à la source ^{22}Na seule (en noir), avec un seuil de déclenchement à -100 mV. Pour l'obtenir, on soustrait le spectre de fond normalisé (en violet), du spectre signal + fond (en rouge). Le run d'étalonnage signal + fond (en orange), pris avec le même seuil que le run de bruit et normalisé par rapport au maximum du pic photoélectrique 511 keV du spectre signal + fond (seuil haut), permet de normaliser correctement le bruit avec un rapport de 22,3%.

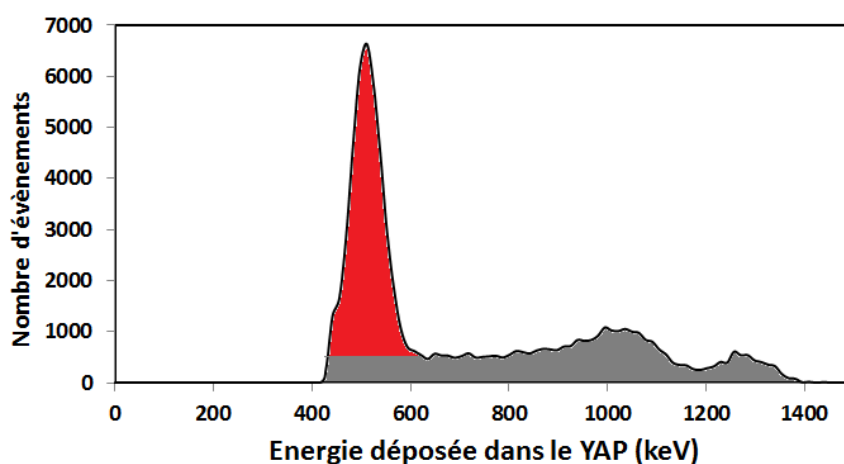


FIGURE VI.1.10 – Spectre d'énergie déposée dans le détecteur YAP correspondant à la source ^{22}Na seule (en noir), avec un seuil de déclenchement à -100 mV : on supprime le front Compton du γ 511 keV.

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

ce chiffre pour corriger le nombre d'événements YAP détectés dans le pic photoélectrique, lorsque l'on fera les mesures d'efficacité.

Remarque : la soustraction des événements 1,3 MeV détectés par le YAP peut induire une erreur systématique conduisant à une surestimation de l'efficacité de détection dans le démonstrateur optique. En effet, la soustraction des événements 1,3 MeV suppose que la détection d'un photon γ 1,3 MeV dans le cristal YAP ne correspond pas au passage d'un photon γ de 511 keV dans le démonstrateur, or ce n'est pas toujours le cas (figure VI.1.11).

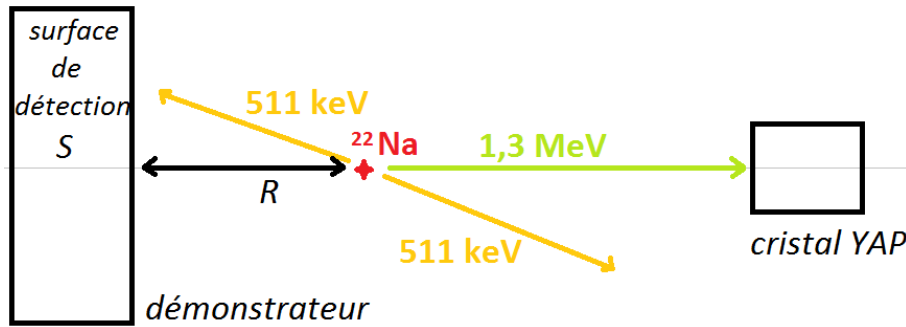


FIGURE VI.1.11 – Évaluation de la surestimation de l'efficacité par la méthode de soustraction des événements 1,3 MeV détectés dans le cristal YAP

L'angle solide couvert par le démonstrateur est alors de $\Omega = S/R^2$, S étant la surface de détection du démonstrateur et R la distance à laquelle il est placé de la source radioactive. On peut alors calculer la probabilité qu'un photon de 511 keV traverse le démonstrateur, sachant qu'un photon de 1,3 MeV est détecté dans le cristal YAP :

$$P_{1,3 \text{ MeV détecté YAP}}(511 \text{ keV incident DO}) = 2 \frac{\Omega}{4\pi}$$

La facteur 2 provient du fait qu'il y a à chaque fois 2 photons de 511 keV émis à $\approx 180^\circ$. 4π correspond à l'espace complet autour de la source.

Sachant que le cristal YAP a détecté un photon de 1,3 MeV, le démonstrateur étant à une distance R de 21 cm de la source, la probabilité qu'un photon γ de 511 keV traverse la cellule centrale (de surface S 7 cm²) est évaluée à 0,0025. Si l'on considère l'ensemble des 9 cellules, la probabilité que l'une d'entre elles soit traversée par un photon γ de 511 keV est alors de 0,0227.

Sur le nombre N de coups retirés du pic photoélectrique dans le spectre VI.1.10 (car appartenant au front Compton du photon de 1,3 MeV), on peut alors estimer qu'il y en a $0,0025N$ qui signent bien le passage d'un photon de 511 keV dans la cellule 5 du démonstrateur, et $0,0227N$ qui signent le passage d'un photon de 511 keV dans le démonstrateur (toutes voies confondues). Cela mène à une surestimation systématique de l'efficacité mesurée. Nous compenserons donc de cet effet dans nos résultats.

Résumé de la démarche

En résumé, pour connaître l'efficacité de détection du démonstrateur optique, on procède à l'ensemble des corrections suivantes sur le spectre d'événements acquis par le détecteur YAP :

1. Acquisition du spectre d'énergie mesuré par le détecteur YAP sans source, et mesure du taux de comptage F

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

2. Mesure du taux de comptage lorsque la source de ^{22}Na est placée sur le montage : $S + F$, et acquisition du spectre d'énergie avec la source
3. Calcul du rapport $\frac{F}{S+F}$ avec F le taux de comptage sans source : bruit de fond (radioactivité naturelle et rayonnements cosmiques, bruit du PMT), et $S + F$ le taux de comptage avec source
4. (correction de ce rapport pour tenir compte des variations de distance source - cristal YAP entre les mesures de fond et de signal, par calcul d'angle solide)
5. Soustraction du spectre d'énergie sans source du spectre d'énergie avec source, pondéré par le rapport $\frac{F}{S+F}$, pour obtenir le spectre d'énergie correspondant uniquement à la source de ^{22}Na
6. Sélection par calorimétrie du pic photoélectrique correspondant à la détection des photons γ de 511 keV dans le cristal de YAP
7. Soustraction (dans le pic) du plateau correspondant à la détection par effet Compton de photons plus énergétiques (émission γ à 1,3 MeV par la source)
8. Calcul de la probabilité qu'un γ de 511 keV traverse tout de même le démonstrateur lorsqu'un γ de 1,3 MeV est détecté dans le cristal YAP, et compensation de cet effet pour ne pas surestimer l'efficacité de détection

L'ensemble de ces corrections amène au calcul d'un nombre d'événements N_{YAP} correspondant au nombre de passages d'un photon γ de 511 keV dans le démonstrateur, et auquel on compare le nombre de déclenchements dans le démonstrateur N_{DO2} pour mesurer son efficacité de détection.

Calcul d'efficacité et de diaphonie du démonstrateur pour 2 tensions de polarisation différentes

Gain des PMTs ajusté pour que le signal d'un photo-électron corresponde en moyenne à -400 mV Dans le pic photoélectrique du détecteur YAP, après correction des diverses sources de bruit (y compris les effets Compton du γ de 1,3 MeV), on détecte 34 403 événements indiquant le passage d'un photon γ de 511 keV en voie 5, et 34 558 événements indiquant le passage d'un photon γ de 511 keV dans n'importe quelle voie du démonstrateur.

C'est en comparant le nombre de détections du démonstrateur à ce nombre, que l'on détermine l'efficacité de détection des différentes voies.

On réalise deux sélections sur les déclenchements du démonstrateur optique :

- D'abord on ne sélectionne que les événements pour lesquels le signal YAP (voie 0) a une amplitude comprise entre -135 mV et -96 mV. Cela correspond au pic photoélectrique des γ 511 keV.
- Ensuite on retire tous les déclenchement du démonstrateur pour lesquels le signal a une amplitude inférieure à l'équivalent de 10 fois l'écart-type mesuré sur la ligne de base. Cela permet de rejeter le bruit électronique.

On vérifie que ces sélections sont efficaces sur l'histogramme VI.1.12 : les événements qui restent sont bien des déclenchements "en temps" (pics bien définis), ce qui prouve qu'il s'agit de vraies coïncidences 511 keV avec le détecteur YAP.

Remarque : sur la figure VI.1.12, les histogrammes sont entachés par une incertitude sur le temps de déclenchement du détecteur YAP, mesuré par un seuil analogique. C'est ce

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

qui domine la largeur des pics que l'on observe pour les 9 voies du démonstrateur optique. Il est donc impossible à partir de ces histogrammes d'avoir une idée de la résolution en temps du démonstrateur, on ne les utilise que pour le calcul d'efficacité. Au chapitre suivant, pour la mesure de résolution en temps, on tracera les histogrammes de la différence de temps de déclenchement entre le détecteur YAP et une voie du démonstrateur optique.

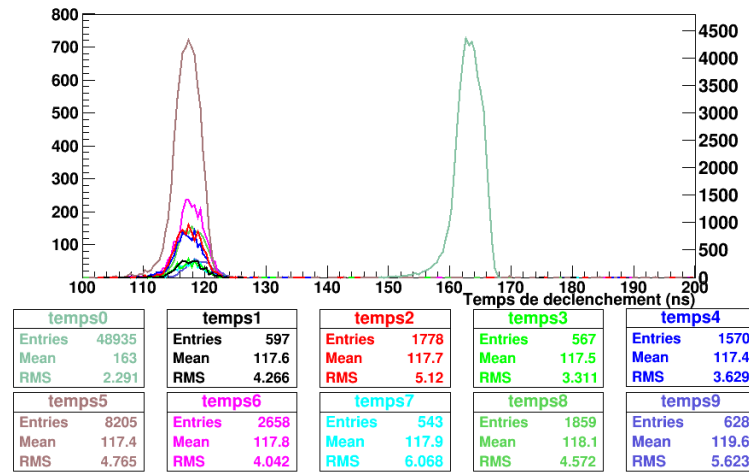


FIGURE VI.1.12 – Temps de déclenchement des différentes voies du démonstrateur (voies 1 à 9) et du détecteur YAP (voie 0), en ns.

On procède ensuite à une sélection des événements appartenant au pic de déclenchement entre 115 et 125 ns dans le démonstrateur, pour calculer rigoureusement l'efficacité. Le nombre d'entrées pour les voies 1 à 9 (tableau VI.1.2) permet alors de calculer leur efficacité de détection, par comparaison à la voie 0 corrigée des différents bruits.

Voie 1	Voie 2	Voie 3
571	1740	551
Voie 4	Voie 5	Voie 6
1538	7953	2603
Voie 7	Voie 8	Voie 9
515	1766	606

Tableau VI.1.2 – Nombre de déclenchements des différentes voies pour un signal photoélectron réglé à -400 mV. (sélection des événements "en temps")

En divisant le nombre d'entrées dans chacune des voies par le nombre de déclenchements YAP (corrigé du bruit et des effets systématiques : 34 403 pour une voie seule), on obtient l'efficacité de détection des différentes voies, résumées dans le tableau VI.1.3.

Incertitude sur la mesure d'efficacité On peut modéliser la détection des photons de 511 keV dans le démonstrateur comme une épreuve de Bernoulli : pour chaque photon traversant le détecteur, il existe une probabilité p que ce photon soit détecté (succès) et une probabilité $1 - p$ qu'il ne soit pas détecté (échec). La succession de N épreuves correspond alors à la mesure d'efficacité effectuée sur les N photons incidents (N étant le nombre d'événements mesurés dans le pic de détection photoélectrique du cristal YAP après correction, ici $N = 34403$). On appelle X la variable aléatoire qui compte le nombre

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

de déclenchements du démonstrateur optique devant N photons incidents. On suppose donc que X suit une loi de Bernoulli de paramètres N et p . On calcule alors sa variance comme $V(X) = \sqrt{Np(1-p)}$.

La mesure d'efficacité correspond à $\frac{\text{nombre de déclenchements démonstrateur}}{N} = \frac{X}{N}$. L'incertitude sur la mesure d'efficacité peut alors s'exprimer comme l'écart-type de cette variable aléatoire : $\sigma(\text{efficacité}) = \frac{\sigma(X)}{N} = \frac{\sqrt{Np(1-p)}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \times \sqrt{p(1-p)}$

Dans notre cas, p correspond alors à l'efficacité mesurée.

On procède de cette façon pour calculer l'incertitude sur toutes les mesures d'efficacité du démonstrateur optique.

Résultats L'efficacité de la voie 5 seule est de **23,1% ± 0,23%** (tandis que si l'on somme toutes les voies on a une efficacité de 51,6% ± 0,3%). La diaphonie, définie comme le rapport entre tous les déclenchements périphériques et le nombre de déclenchement en voie 5, est de **124,3%**.

Voie 1 1,66% ± 0,07%	Voie 2 5,06% ± 0,12%	Voie 3 1,60% ± 0,07%
Voie 4 4,47% ± 0,11%	Voie 5 23,1% ± 0,23%	Voie 6 7,57% ± 0,14%
Voie 7 1,50% ± 0,07%	Voie 8 5,13% ± 0,12%	Voie 9 1,76% ± 0,07%

Tableau VI.1.3 – Efficacité de détection des différentes voies pour un signal photoélectron réglé à -400 mV.

Remarque : on ne peut pas raisonnablement supposer que l'efficacité totale de 51,6% calculée en sommant toutes les voies du démonstrateur optique est réaliste. En effet, la grosse diaphonie observée peut expliquer que l'on détecte beaucoup d'évènements dans les cellules périphériques, mais dans ce cas, il est raisonnable de penser que de nombreux évènements peuvent être comptés deux fois (ou plus) : une fois dans la cellule centrale, et une fois dans une cellule périphérique. Cela conduirait à une grosse surestimation de l'efficacité. Pour s'affranchir de cela, il faut sélectionner uniquement les déclenchements qui ont lieu dans une cellule périphérique. Il sera alors possible de les sommer avec les déclenchements en voie 5 pour calculer l'efficacité en s'affranchissant de la diaphonie (tableau VI.1.4).

Voie 1 283	Voie 2 809	Voie 3 268
Voie 4 638	Voie 5 -	Voie 6 827
Voie 7 243	Voie 8 762	Voie 9 305

Tableau VI.1.4 – Nombre de déclenchements des voies périphériques du démonstrateur à -400 mV. (sélection des évènements "en temps" pour lesquels la voie 5 ne déclenche pas en temps)

Le nombre d'entrées des voies 1, 2, 3, 4, 6, 7, 8 et 9 (4135 déclenchements) peut alors se sommer à la voie 5 (7953 déclenchements) pour calculer l'efficacité globale du

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

démonstrateur, toutes voies confondues. L'efficacité obtenue est de **35,0% \pm 0,3%** (on divise cette fois par 34 558 évènements dans le cristal YAP).

On peut également penser que la sélection faite pour obtenir le tableau VI.1.4 surestime encore un peu l'efficacité du détecteur, car on ne tient pas compte des doubles comptages qui ont lieu entre deux cellules périphériques. On pense que ceux-ci doivent être assez rares, mais on réalise néanmoins une analyse complémentaire pour les retirer aussi, et comparer l'efficacité trouvée à celle de 35,0% que l'on obtient lorsqu'on n'en tient pas compte.

Le résultat de cette analyse est présenté dans le tableau VI.1.5. Pour chaque voie de 1 à 9, on ne compte les déclenchements que si les voies de numéro inférieur n'ont pas déclenché (ou hors temps). Le nombre d'entrées des voies 1 à 9 (10 942 déclenchements) permet de calculer l'efficacité globale du démonstrateur, toutes voies confondues, sans les doubles déclenchements. L'efficacité obtenue est de **31,7% \pm 0,3%**. C'est la valeur la plus fiable estimée à ce jour.

On remarque qu'effectivement il y a peu de doubles déclenchements dans les voies périphériques, puisque les deux valeurs d'efficacité sont assez proches.

Voie 1 571	Voie 2 1486	Voie 3 410
Voie 4 1216	Voie 5 5839	Voie 6 647
Voie 7 165	Voie 8 440	Voie 9 168

Tableau VI.1.5 – Nombre de déclenchements des voies périphériques du démonstrateur en retirant les doubles détections, à -400 mV. (sélection des évènements "en temps")

Amplitude du signal photo-électron réglée à -200 mV On procède exactement aux mêmes analyses que dans le paragraphe précédent, pour une acquisition dans laquelle la tension d'alimentation des PMTs du démonstrateur est réglée de manière à ce que l'amplitude du signal de sortie photoélectron unique soit de -200 mV. En toute logique, on devrait trouver une efficacité moindre, puisque l'amplitude des signaux est plus petite.

Dans le pic photoélectrique du détecteur YAP (amplitude comprise entre -132 mV et -93 mV), en procédant aux mêmes corrections que précédemment, on détecte 34 361 évènements indiquant le passage d'un photon de 511 keV dans la cellule centrale, et 34 490 évènements indiquant le passage d'un photon de 511 keV dans n'importe quelle cellule du démonstrateur.

On réalise les mêmes sélections que dans l'étude précédente :

- Évènements pour lesquels le signal YAP (voie 0) a une amplitude comprise entre -132 mV et -93 mV, correspondants au pic photoélectrique des γ 511 keV.
- Suppression des déclenchements du démonstrateur pour lesquels le signal a une amplitude inférieure à l'équivalent de 10 fois l'écart-type mesuré sur la ligne de base, pour retirer le bruit électronique.
- Sélection des évènements qui déclenchent entre 110 et 125 ns, pour retirer les quelques déclenchements hors temps du calcul d'efficacité.

Le tableau VI.1.2 donne le nombre de déclenchements en temps des différentes voies en prenant en compte ces sélections.

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

Voie 1 490	Voie 2 1720	Voie 3 543
Voie 4 1476	Voie 5 7883	Voie 6 1730
Voie 7 432	Voie 8 1690	Voie 9 559

Tableau VI.1.6 – Nombre de déclenchements des différentes voies pour un signal photoélectron réglé à -200 mV. (sélection des évènements "en temps")

Le nombre de déclenchements des voies 1 à 9 permet de calculer leur efficacité de détection, par comparaison à la voie 0 corrigée des différents bruits. Les efficacités calculées sont alors résumées dans le tableau VI.1.7. L'efficacité de la voie 5 seule est de **23%**. La diaphonie, définie comme le rapport entre tous les déclenchements périphériques et le nombre de déclenchement en voie 5, est de **109,6%**.

Voie 1 1,43% \pm 0,06%	Voie 2 5,01% \pm 0,11%	Voie 3 1,58% \pm 0,07%
Voie 4 4,30% \pm 0,11%	Voie 5 22,9% \pm 0,23%	Voie 6 5,03% \pm 0,12%
Voie 7 1,26% \pm 0,06%	Voie 8 4,92% \pm 0,12%	Voie 9 1,63% \pm 0,07%

Tableau VI.1.7 – Efficacité de détection des différentes voies pour un signal photoélectron réglé à -200 mV.

Comme on s'y attendait, l'efficacité est très légèrement inférieure à celle calculée avec des tensions d'alimentation plus élevées. Néanmoins, les deux résultats sont très proches, et on observe moins de diaphonie dans le cas des plus faibles tensions d'alimentation.

Voie 1 237	Voie 2 741	Voie 3 286
Voie 4 644	Voie 5 -	Voie 6 772
Voie 7 202	Voie 8 723	Voie 9 258

Tableau VI.1.8 – Nombre de déclenchements des voies périphériques du démonstrateur à -200 mV. (sélection des évènements "en temps" pour lesquels la voie 5 ne déclenche pas en temps)

Le tableau VI.1.8 donne le nombre de déclenchements en temps des voies périphériques lorsque la voie 5 ne déclenche pas en temps. Le nombre d'entrées des voies 1, 2, 3, 4, 6, 7, 8 et 9 (3863 déclenchements) peut alors se sommer à la voie 5 (7883 déclenchements) pour calculer l'efficacité globale du démonstrateur, toutes voies confondues. Ainsi, en sommant ces déclenchements, qui ont lieu sur la mauvaise voie, avec ceux de la voie 5, on atteint une efficacité globale de $34,1\% \pm 0,3\%$ qui s'affranchit de la diaphonie.

Comme précédemment, on calcule l'efficacité en tenant compte de tous les doubles déclenchements (voie 5 et périphériques). Le résultat est présenté dans le tableau VI.1.9. Pour chaque voie de 1 à 9, on ne compte les déclenchements que si les voies de numéro

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

inférieur n'ont pas déclenché (ou hors temps).

Voie 1 490	Voie 2 1623	Voie 3 430
Voie 4 1197	Voie 5 5806	Voie 6 599
Voie 7 144	Voie 8 495	Voie 9 142

Tableau VI.1.9 – Nombre de déclenchements des voies périphériques du démonstrateur en retirant les doubles détections, à -200 mV. (sélection des événements "en temps")

Le nombre d'entrées des voies 1 à 9 (10 926 déclenchements) permet de calculer l'efficacité globale du démonstrateur, toutes voies confondues, sans les doubles déclenchements. L'efficacité obtenue est de **31,7% ± 0,3%**, exactement comme à -400 mV. Cette fois encore il y a peu de doubles déclenchements dans les voies périphériques, puisque les deux valeurs d'efficacité calculées sont assez proches.

Mise en évidence de l'un des processus de diaphonie : l'auto-émission des PMTs

Augmentation de la diaphonie en fonction de la tension de polarisation des PMTs du démonstrateur

On a remarqué dans l'étude d'efficacité que la diaphonie est plus élevée quand on augmente la tension de polarisation des PMTs du démonstrateur optique (124,4% quand l'amplitude de sortie est réglée à -400 mV, contre 109,6% quand elle est à -200 mV). On soupçonne alors un processus d'ordre électronique, indépendant de ce qui se passe à l'intérieur du démonstrateur et du parcours des photons lumineux, car en effet l'augmentation de diaphonie observée n'altère pas l'efficacité de détection en voie 5.

Il pourrait aussi s'agir d'un phénomène "d'auto-émission" du PMT n°5, qui, lorsqu'il détecte un photon lumineux sur sa photocathode, en ré-émet un autre en même temps. Les photons ré-émis peuvent alors se propager à travers le joint optique et la fenêtre de saphir, pour atterrir dans une voie périphérique où, si l'un d'entre eux est détecté, il donnera lieu à de la diaphonie. Ce phénomène est connu dans le domaine des PMTs, et on sait qu'il a tendance à augmenter avec la tension de polarisation du PMT.

Pour tester cette hypothèse, on reprend les taux de comptage mesurés dans les voies périphériques lorsque la voie 5 ne déclenche pas (tableaux VI.1.8 et VI.1.4), et on les compare avec les taux de comptages lorsque la voie 5 déclenche en temps (tableaux VI.1.10 et VI.1.11).

Le tableau VI.1.12 dresse une comparaison entre les taux de comptage périphériques mesurés dans ces 4 cas.

Le tableau VI.1.12 montre que, si la voie 5 ne déclenche pas, alors l'augmentation de la tension de polarisation des PMTs n'a que peu d'incidence sur les déclenchements des voies périphériques (multiplication par un facteur 1,07). En revanche, si l'on sélectionne les événements qui déclenchent la voie 5, alors la diaphonie augmente de manière plus marquée lorsque l'on augmente la tension de polarisation (multiplication par un facteur 1,2). Cela met en évidence un phénomène qui ne se produit que lorsque la voie 5 déclenche, et qui

1.2. MESURES D'EFFICACITÉ ET DE DIAPHONIE : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉMONSTRATEUR

Voie 1 253	Voie 2 979	Voie 3 257
Voie 4 832	Voie 5 -	Voie 6 958
Voie 7 230	Voie 8 967	Voie 9 301

Tableau VI.1.10 – Nombre de déclenchements des voies périphériques du démonstrateur à -200 mV.
(sélection des évènements "en temps" pour lesquels la voie 5 déclenche en temps)

Voie 1 288	Voie 2 931	Voie 3 283
Voie 4 900	Voie 5 -	Voie 6 1776
Voie 7 272	Voie 8 1004	Voie 9 301

Tableau VI.1.11 – Nombre de déclenchements des voies périphériques du démonstrateur à -400 mV.
(sélection des évènements "en temps" pour lesquels la voie 5 déclenche en temps)

Amplitude du signal de sortie	-200 mV	-400 mV	facteur multiplicatif
Pas de déclenchement voie 5	3863 déclenchements périphériques	4135 déclenchements périphériques	1,07
Déclenchement voie 5 en temps	4777 déclenchements périphériques	5755 déclenchements périphériques	1,2

Tableau VI.1.12 – Nombre de déclenchements mesurés dans les voies périphériques à deux tensions de polarisations différentes, selon si la voie 5 déclenche en temps ou non. Même nombre d'évènements acquis dans les deux cas.

1.3. AJUSTEMENT DU MODÈLE MONTE CARLO PAR RAPPORT AUX DONNÉES EXPÉRIMENTALES

augmente avec la tension de polarisation, que l'on peut identifier comme de l'auto-émission dans le PMT n°5.

Contribution de l'auto-émission du PMT n°5 dans la diaphonie globale, lorsque l'amplitude du signal de sortie du démonstrateur est réglée à -200 mV

Afin de connaître la proportion de diaphonie due à ce phénomène, on réalise une acquisition similaire à la précédente (signal de sortie à -200 mV), mais avec le PMT de la voie 5 éteint (tension de polarisation nulle). De cette façon on est certain de supprimer l'auto-émission. On compare alors les taux de déclenchements périphériques observés, dans les deux configurations.

La prise de donnée ne compte que 50 000 événements dans le détecteur YAP, tandis que la précédente en comptait 100 000. On refait donc la correction des différents bruits, et on garde seulement 17 440 événements γ de 511 keV dans le pic photoélectrique, tandis que précédemment on en avait 34 490. On ne peut donc pas comparer directement le nombre de déclenchements périphériques entre les deux configurations, mais on va comparer les taux de déclenchement (après division par le nombre d'événements dans le pic photoélectrique du YAP).

On réalise les mêmes sélections que dans l'étude précédente :

- Événements pour lesquels le signal YAP (voie 0) a une amplitude comprise entre -132 mV et -93 mV, correspondants au pic photoélectrique des γ 511 keV.
- Suppression des déclenchements du démonstrateur pour lesquels le signal a une amplitude inférieure à l'équivalent de 10 fois l'écart-type mesuré sur la ligne de base, pour retirer le bruit électronique.
- Sélection des événements qui déclenchent entre 110 et 125 ns, pour retirer les quelques déclenchements hors temps du calcul d'efficacité.

On ne fait dans les deux cas aucune sélection sur le déclenchement ou non de la voie 5. Le nombre de déclenchements en temps, lorsque la voie 5 est allumée, a déjà été donné dans le tableau VI.1.6. On mesurait alors un taux de comptage dans les voies périphériques de $\frac{8640}{34490} = 25,1\% \pm 0,2\%$.

On reproduit les mêmes analyses avec le PMT n°5 éteint. Lorsque la voie 5 est éteinte, le taux de comptage dans les voies périphériques est alors de $\frac{4521}{17440} = 25,9\% \pm 0,3\%$. Les deux taux de déclenchements périphériques sont sensiblement égaux, ce qui montre que pour des tensions de polarisation faibles (signal de sortie réglé à -200 mV), le phénomène d'auto-émission des PMTs n'apparaît pas et n'augmente pas la diaphonie. On peut raisonnablement penser qu'il apparaît par la suite lorsqu'on augmente la tension de polarisation des PMTs.

1.3 Ajustement du modèle Monte Carlo par rapport aux données expérimentales

Modifications du modèle pour s'approcher au plus près de la réalité

Indice de réfraction fictive des céramiques Comme expliqué dans la partie 3 (chapitre 2), on avait utilisé jusque là un indice optique de 1 pour les céramiques du guide de lumière, car on pensait que de toute façon ce chiffre n'entrait pas dans les calculs de réflexion. En réalité, on s'aperçoit que, en plus des probabilités de réflexion que l'on entre

1.3. AJUSTEMENT DU MODÈLE MONTE CARLO PAR RAPPORT AUX DONNÉES EXPÉRIMENTALES

"à la main" dans le modèle, il y a des réflexions de Fresnel issues de la différence d'indice entre le TMBi et les céramiques. Pour remédier à cela, on change la valeur de l'indice factice des céramiques. On leur donne la même valeur d'indice que le TMBi, de façon à corrompre le modèle pour reproduire les valeurs de réflexion / transmission mesurées dans l'air au spectrophotomètre.

Faisceau de photons γ incidents Jusqu'ici, les simulations Monte Carlo ont été faites avec une source de photons γ de 511 keV ponctuelle située à environ 2 cm de la surface d'entrée du détecteur, avec une seule direction d'émission, selon l'axe correspondant à l'épaisseur du détecteur. Tous les photons γ arrivaient donc orthogonalement à la surface du détecteur, au centre exact de la cellule 5 (cellule centrale). Cela ne correspond pas à la réalité de la mesure, où les photons γ arrivent en éventail, dans toute la surface de la cellule 5. Cette nuance est sans doute à l'origine d'une sous-estimation de la diaphonie dans le modèle Monte-Carlo, c'est la raison pour laquelle on souhaite corriger le modèle du faisceau incident. On place alors la source à 21 cm de la surface d'entrée du détecteur (de façon à éclairer la surface totale du fond de la cellule 5, comme dans la mesure), et on émet les photons γ selon une loi uniforme entre les angles correspondant aux parois de la cellule 5. La géométrie correspondante est visible sur la figure VI.1.13.

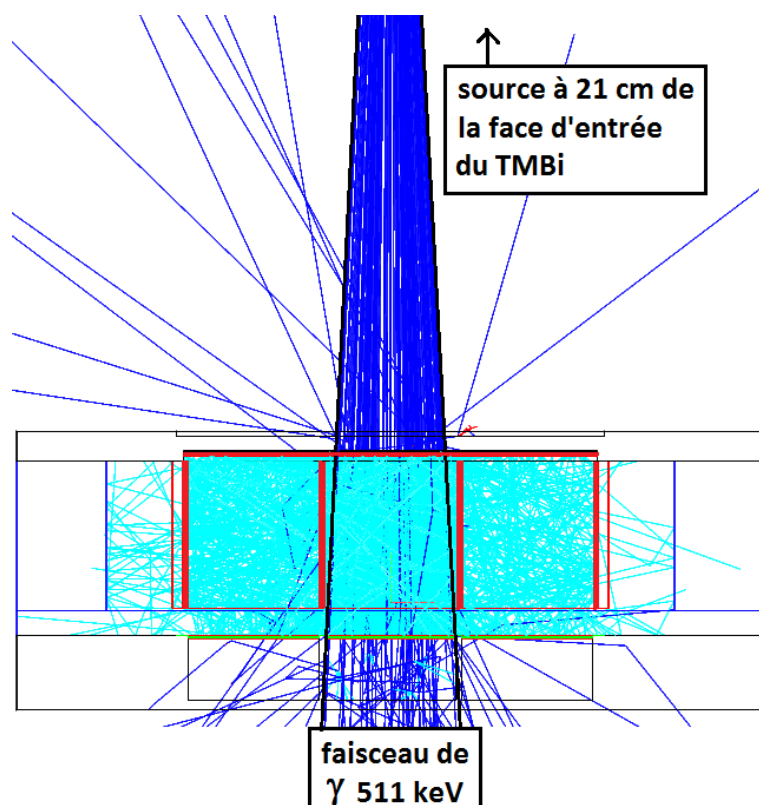


FIGURE VI.1.13 – Géométrie du détecteur avec correction de la direction du faisceau de γ incident.

Résultats du modèle modifié : efficacité de détection et diaphonie

La figure VI.1.14 montre les différents lieux de l'absorption des photons Cerenkov dans le détecteur. On remarque qu'avec les deux corrections expliquées auparavant, on perd en

1.3. AJUSTEMENT DU MODÈLE MONTE CARLO PAR RAPPORT AUX DONNÉES EXPÉRIMENTALES

efficacité de collection de lumière.

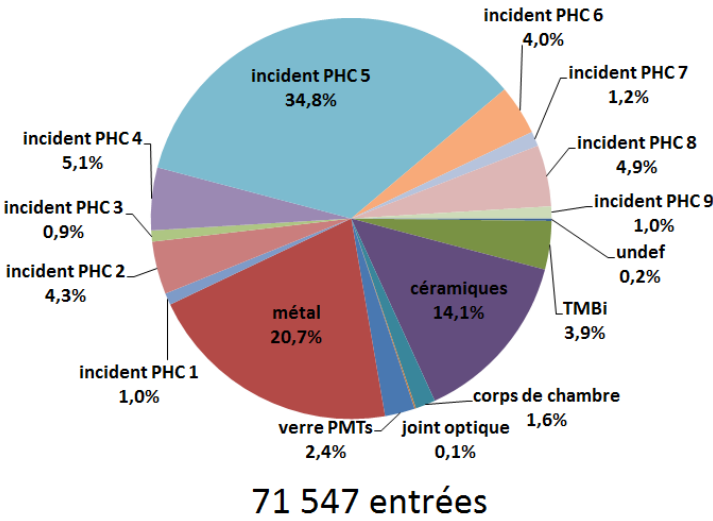


FIGURE VI.1.14 – Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur, modèle du démonstrateur optique version 2 corrigé : faisceau de γ incidents en éventail et comportement des céramiques fidèle à ce qui a été mesuré dans l'air.

La figure VI.1.15 montre le pourcentage de photons Cerenkov détecté par chaque PMT du démonstrateur optique. Cet histogramme permet de calculer une diaphonie de 58,5%, alors que sur la version précédente du modèle (sans les deux dernières corrections) on avait une diaphonie de seulement 44,5%. Néanmoins, on est encore loin de la diaphonie mesurée expérimentalement sur le détecteur, qui vaut minimum 110% lorsque les PMTs ont une faible tension de polarisation.

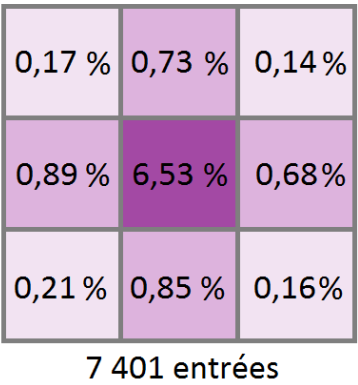


FIGURE VI.1.15 – Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (calculé par rapport à la totalité des photons lumineux émis par effet Cerenkov), modèle du démonstrateur optique version 2 corrigé.

Enfin, la figure VI.1.16 donne le nombre de photoélectrons produits dans le PMT n°5 pour un γ incident. Cet histogramme permet de calculer une efficacité de détection en voie 5 actualisée de 28% (si l'on place le seuil au premier photoélectron), à comparer aux 34% attendus avec la version précédente non corrigée. En réalité, on mesure en voie 5 une efficacité de seulement 23%, ce qui est encore plus faible que la valeur actualisée.

1.3. AJUSTEMENT DU MODÈLE MONTE CARLO PAR RAPPORT AUX DONNÉES EXPÉRIMENTALES

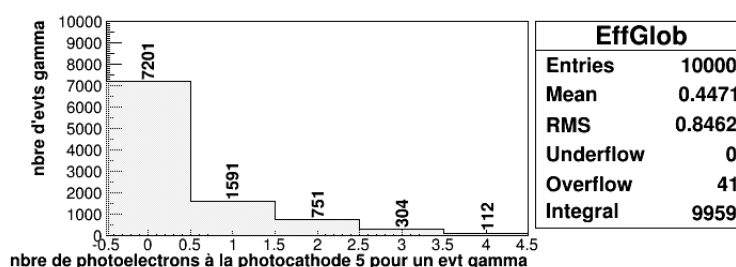


FIGURE VI.1.16 – Efficacité globale attendue du détecteur version 2, après correction du modèle : pour un évènement γ incident, nombre de photo-électrons émis à la photocathode du PMT n°5 (tenant compte de son efficacité quantique de détection) = nombre de photons lumineux réellement détectés.

La correction du modèle du démonstrateur version 2 a donc permis de se rapprocher des valeurs expérimentales d'efficacité en voie 5 et de diaphonie. Néanmoins, il y a toujours un écart entre les prévisions du modèle et les mesures. Le suspect principal pour expliquer cet écart est l'éventuelle transparence des céramiques, qui peuvent se comporter différemment dans le TMBi (haut indice optique) par rapport aux mesures qui ont été effectuées dans l'air. Pour tester cette hypothèse, on modifie la réflexion des céramiques dans le modèle, jusqu'à retrouver les valeurs expérimentales de diaphonie et d'efficacité.

Ajustement de la transparence des céramiques

Dans les ajustements à venir, on ne modifiera pas l'absorption dans les céramiques, mais seulement la probabilité de réflexion à la surface de celles-ci. En effet, on pense que le processus d'absorption, interne au matériau, est indépendant de l'indice optique du milieu qui l'entoure, et qu'on retrouve donc la même longueur d'absorption des céramiques, qu'elles soient immergées dans l'air ou dans le TMBi.

Test avec des céramiques qui ne réfléchissent pas la lumière

Comme premier test, on choisit de supprimer toutes les réflexions à la surface des céramiques du guide de lumière. Les photons lumineux peuvent donc être absorbés (en faible quantité) dans les céramiques, ou bien transmis, sans modification de leur direction de propagation, comme illustré sur la figure VI.1.17. On voit nettement les photons lumineux se propager en ligne droite d'une cellule à l'autre.

Les résultats donnés par ce test sont sur les figures VI.1.18, VI.1.19, VI.1.20 et VI.1.21.

La figure VI.1.19 permet de calculer une diaphonie de 101,3%.

La figure VI.1.20 permet de calculer une efficacité de détection en voie 5, si l'on place le seuil au premier photoélectron, de 11%.

Sur la figure VI.1.21, on remarque que la queue de l'histogramme a été entièrement supprimée, du fait que les photons optiques ne subissent plus aucune réflexion dans le guide de lumière. Leur trajet est donc direct entre leur point d'émission et de détection (sauf réflexions aux interfaces optiques saphir et gel optique, mais qui ne sont pas majoritaires).

Avec ce modèle (céramiques non réfléchissantes), on s'attend à une efficacité de détection en voie 5 de 11% et une diaphonie de l'ordre de 100% (autant de déclenchements dans les cellules périphériques qu'au centre).

1.3. AJUSTEMENT DU MODÈLE MONTE CARLO PAR RAPPORT AUX DONNÉES EXPÉRIMENTALES

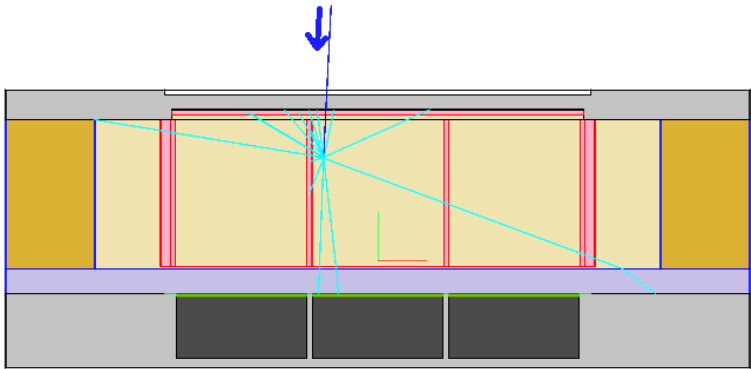


FIGURE VI.1.17 – Géométrie du modèle de détecteur corrigé, test avec des céramiques non réfléchissantes.

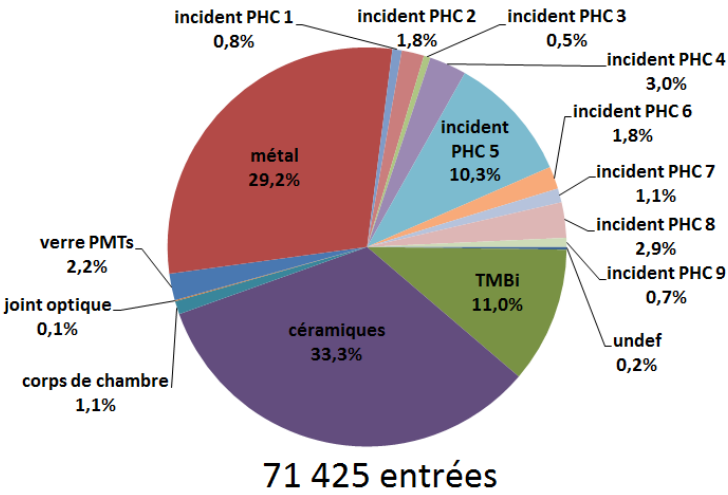


FIGURE VI.1.18 – Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur, modèle du démonstrateur optique version 2 corrigé. Réflexion à la surface des céramiques : 0%.

0,11%	0,28%	0,07%
0,51%	1,99%	0,31%
0,14%	0,47%	0,12%

2 857 entrées

FIGURE VI.1.19 – Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (calculé par rapport à la totalité des photons lumineux émis par effet Cerenkov), pour le modèle du démonstrateur optique version 2 corrigé. Réflexion à la surface des céramiques : 0%.

1.3. AJUSTEMENT DU MODÈLE MONTE CARLO PAR RAPPORT AUX DONNÉES EXPÉRIMENTALES

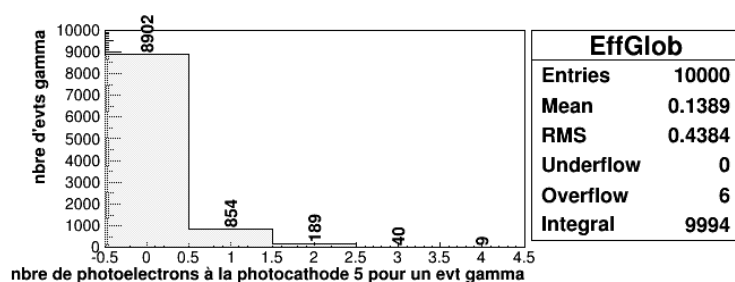


FIGURE VI.1.20 – Efficacité globale attendue du détecteur version 2, après correction du modèle : pour un évènement γ incident, nombre de photo-électrons émis à la photocathode du PMT n°5 (tenant compte de son efficacité quantique de détection) = nombre de photons lumineux réellement détectés. Réflexion à la surface des céramiques : 0%.

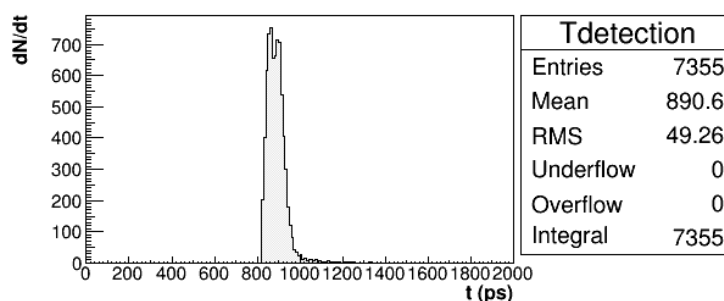


FIGURE VI.1.21 – Temps d'arrivée des photons lumineux à la photocathode du PMT n°5 (en ns). Réflexion à la surface des céramiques : 0%.

Dans la réalité, on observe une efficacité en voie 5 de 23% et une diaphonie de l'ordre de 110%. Il faut donc augmenter un peu la réflexion des céramiques, pour augmenter l'efficacité en voie centrale et se rapprocher des 23% mesurés.

Ajustement de la réflexion des céramiques pour retrouver une efficacité de 23% en voie 5

Après de nombreux tests, on trouve que la bonne valeur de réflexion à la surface des céramiques est de 73%, pour retrouver une efficacité en voie 5 de 23%, comme dans la mesure expérimentale (géométrie sur la figure VI.1.22).

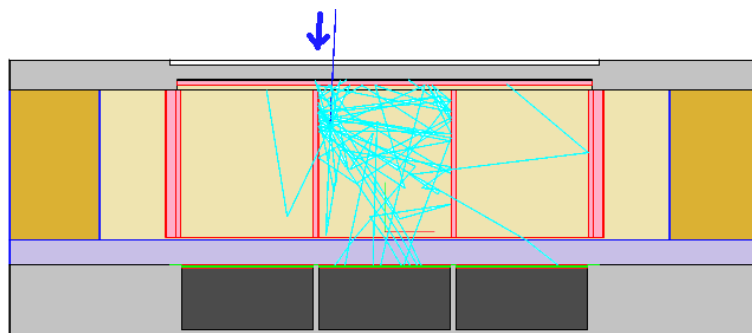


FIGURE VI.1.22 – Géométrie du modèle de détecteur corrigé, ajustement avec des céramiques réfléchissantes à 73%.

1.3. AJUSTEMENT DU MODÈLE MONTE CARLO PAR RAPPORT AUX DONNÉES EXPÉRIMENTALES

Les figures VI.1.23, VI.1.24 et VI.1.25 détaillent les résultats de ce modèle.

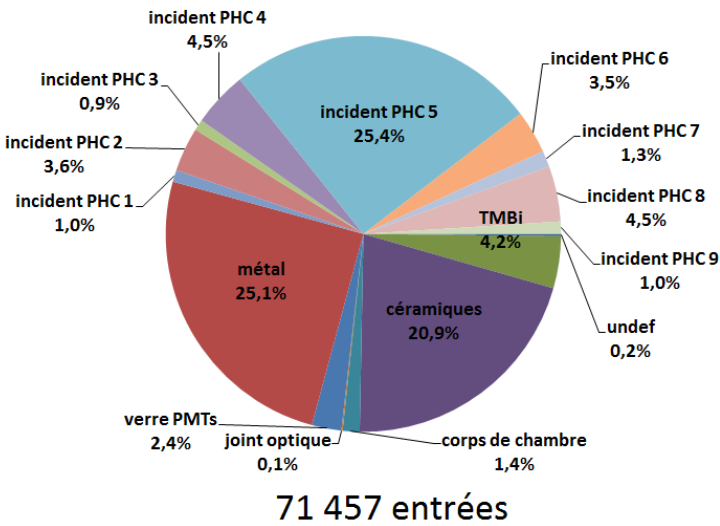


FIGURE VI.1.23 – Absorption des photons Cerenkov dans les différents matériaux et surfaces du détecteur, modèle du démonstrateur optique version 2 corrigé. Réflexion à la surface des céramiques : 73%.

La figure VI.1.24 permet de calculer une diaphonie de 70%.

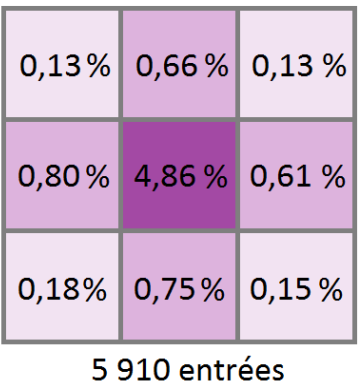


FIGURE VI.1.24 – Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (calculé par rapport à la totalité des photons lumineux émis par effet Cerenkov), modèle du démonstrateur optique version 2 corrigé. Réflexion à la surface des céramiques : 73%.

La figure VI.1.25 permet de calculer une efficacité de détection en voie 5, si l'on place le seuil au premier photoélectron, de 22,6%, comparable à la valeur mesurée expérimentalement de 23%.

L'efficacité en voie 5 est alors la même que celle que l'on observe dans la mesure, mais la diaphonie attendue n'est que de 70%, alors que l'on mesure une diaphonie de 110%. Ne pouvant pas reproduire la diaphonie observée, on a choisi d'ajuster le modèle pour reproduire l'efficacité en voie 5. On en déduit donc que tous les processus de diaphonie ne sont pas, à l'heure actuelle, correctement compris et modélisés, ce qui conduit à une sous-estimation de la diaphonie dans notre modèle du second démonstrateur optique.

1.4. CONTRIBUTION DES DIVERSES SOURCES DE DIAPHONIE : ÉTUDE PAR LA SIMULATION MONTE CARLO AVEC LE MODÈLE AJUSTÉ

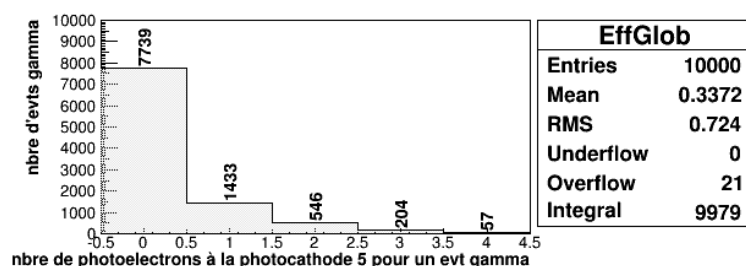


FIGURE VI.1.25 – Efficacité globale attendue du détecteur version 2, après correction du modèle : pour un évènement γ incident, nombre de photo-électrons émis à la photocathode du PMT n°5 (tenant compte de son efficacité quantique de détection) = nombre de photons lumineux réellement détectés. Réflexion à la surface des céramiques : 73%

1.4 Contribution des diverses sources de diaphonie : étude par la simulation Monte Carlo avec le modèle ajusté

On utilise la dernière version du modèle, qui suppose une réflectivité de 73% à la surface des céramiques du guide de lumière, pour étudier la contribution des diverses sources de diaphonie. Plus précisément, on va étudier la contribution :

- De la diaphonie optique issue de la **géométrie** du détecteur (fuites de lumière). Pour cela on effectuera un test avec des céramiques 100% réfléchissantes, afin de mettre en évidence les photons lumineux qui passent d'une cellule à l'autre autrement qu'à travers les céramiques. On fera également une sélection des photons γ qui font un effet photoélectrique primaire dans le TMBi, pour étudier le processus de détection "pur".
- De la diaphonie issue des **effets Compton des γ incidents**, qui en changeant de direction sont détectés dans la mauvaise cellule. Pour cela on gardera les céramiques 100% réfléchissantes, mais on supprimera la sélection des γ .
- De la diaphonie optique issue de la **transparence des céramiques**. Pour cela on utilisera le modèle avec une réflectivité de 73% à la surface du guide de lumière, et on comparera la diaphonie prévue (70%), avec celle que l'on obtient si les céramiques sont complètement réfléchissantes. La différence entre les deux chiffres est directement imputable à la transparence des céramiques.
- On garde également à l'esprit que, en plus de ces contributions, s'ajoute une diaphonie "excédentaire", pour l'instant inconnue, qui conduit à un écart non négligeable entre la diaphonie prévue par le modèle (73%) et la diaphonie mesurée expérimentalement (de l'ordre de 110% minimum).

Diaphonie optique issue de la géométrie du détecteur

Pour rendre compte uniquement de la diaphonie qui provient des fuites de lumières dues à la géométrie du détecteur, on commence par mettre artificiellement la réflectivité des céramiques du guide de lumière à 100%. Le tirage d'un photon γ dans cette configuration est illustré par la figure VI.1.26.

De plus, on ne sélectionne, pour construire les histogrammes, que les évènements γ qui font un effet photoélectrique primaire dans le TMBi (aucune interaction avant, ni dans le

1.4. CONTRIBUTION DES DIVERSES SOURCES DE DIAPHONIE : ÉTUDE PAR LA SIMULATION MONTE CARLO AVEC LE MODÈLE AJUSTÉ

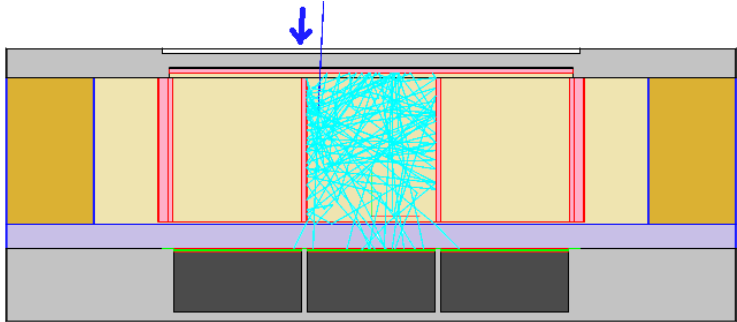


FIGURE VI.1.26 – Géométrie du modèle de détecteur corrigé, céramiques réfléchissantes à 100%.

TMBi ni ailleurs). La diaphonie simulée est alors visible sur la figure VI.1.27, elle est de **33,3%**.

0,10 %	0,52 %	0,09 %
0,59 %	7,61 %	0,54 %
0,08 %	0,54 %	0,08 %

7 241 entrées

FIGURE VI.1.27 – Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (calculé par rapport à la totalité des photons lumineux émis par effet Cerenkov), pour le modèle du démonstrateur optique version 2 corrigé. Réflexion à la surface des céramiques : 100%. Sélection des événements γ qui font un effet photoélectrique unique dans le TMBi.

Effet des interactions Compton dans la diaphonie

On garde ensuite la même configuration pour la simulation, mais on enlève la sélection des événements γ : on les utilise tous pour faire l'histogramme. De cette façon on prend également en compte ceux qui ont fait un effet Compton, dans le TMBi ou ailleurs (dans la bride en titane par exemple). La diaphonie obtenue est alors de **37,3%** (figure VI.1.28). Les effets Compton des photons γ ajoutent donc 4% de diaphonie.

Quantification de la part de diaphonie imputable à la transparence des céramiques

Enfin, on avait précédemment calculé une diaphonie de **70%** dans le cas d'un modèle ajusté aux mesures d'efficacité en voie 5, pour lequel la réflectivité des céramiques avait été évaluée à 73% (sous-chapitre précédent). Si ce modèle est correct, cela signifie que la transparence des céramiques ajoute 32,7% de diaphonie.

1.4. CONTRIBUTION DES DIVERSES SOURCES DE DIAPHONIE : ÉTUDE PAR LA SIMULATION MONTE CARLO AVEC LE MODÈLE AJUSTÉ

0,14%	0,73%	0,12%
0,90%	10,37%	0,78%
0,15%	0,93%	0,12%

10 161 entrées

FIGURE VI.1.28 – Pourcentage de photons Cerenkov détectés par la photocathode des 9 PMTs (calculé par rapport à la totalité des photons lumineux émis par effet Cerenkov), pour le modèle du démonstrateur optique version 2 corrigé. Réflexion à la surface des céramiques : 100%.

Récapitulatif sur les différentes contributions de la diaphonie

Le tableau VI.1.13 récapitule les différentes contributions mises en évidence pour la diaphonie : diaphonie optique géométrique, effets Compton, transparence des céramiques, et auto-émission des PMTs. On remarque qu'il reste encore un écart de 40% entre la diaphonie totale mesurée et simulée, ce qui montre qu'il y a encore des processus de diaphonie qui n'ont pas été identifiés.

Sources de diaphonie	diaphonie optique géo- métrique	effets Compton	transparence des céramiques (réflectivité 73%)	auto-émission des PMTs (à -200 mV)	auto-émission des PMTs (à -400 mV)
Contribution dans la diaphonie	33,3%	4%	32,7%	0%	14,7%
Total de la diaphonie simulée	70%				
Diaphonie mesurée				à -200 mV 109,6%	à -400 mV 124,3%

Tableau VI.1.13 – Tableau récapitulatif des différentes contributions de la diaphonie

Chapitre 2

Résolution en temps du démonstrateur optique version 2

La résolution en temps a d'abord été mesurée sur les signaux provenant des muons cosmiques. Cependant, les mesures effectuées ne semblaient pas très prometteuses. De plus, on a surtout besoin de connaître la résolution en temps du détecteur sur des événements γ de 511 keV, car ce sont ces particules qui seront détectées en TEP. C'est la raison pour laquelle on va ici développer les mesures de résolution en temps utilisant la source de ^{22}Na , ainsi que le détecteur YAP en face.

2.1 Mesure de la meilleure résolution en temps obtenue en voie 5

On rappelle que l'on a calculé, dans le chapitre III.4 (Mesure de la résolution en temps du nouveau détecteur YAP optimisé), une résolution en temps intrinsèque pour le détecteur YAP de **$104 \pm 4,7$ ps (1σ)**. Cette mesure a été obtenue en utilisant un algorithme CFD avec un retard de 1 ns, une atténuation de 20% et en utilisant comme seuil -30 mV (avec interpolation linéaire). On va ici réutiliser cette méthode pour calculer le temps de déclenchement du détecteur YAP. De même, on choisira la même tension d'alimentation pour le PMT du détecteur YAP (-1200 V), de façon à se placer dans les mêmes conditions expérimentales que lors de la mesure de résolution en temps. La résolution correspondante en largeur à mi-hauteur est alors de **$244,9 \pm 11$ ps (FWHM)**.

Concernant le détecteur CaLIPSO, on utilise un algorithme similaire, mais après plusieurs tests, il apparaît que les meilleurs paramètres du CFD pour le démonstrateur optique version 2 sont :

- une atténuation de 20% également,
- un retard de 2 ns,
- un seuil de 20 mV (car le pulse du signal initial du démonstrateur optique est négatif, après application du CFD on obtient donc un front ascendant, voir figure VI.2.1)

On applique ce traitement aux signaux acquis pour le démonstrateur optique, dont les PMTs sont alimentés par une tension choisie de façon à ce que l'amplitude moyenne du signal pour un photoélectron soit de -400 mV. Le démonstrateur optique est placé à 21 cm de la source de ^{22}Na , et le détecteur YAP est placé de l'autre côté de la source, à 51 cm de celle-ci. L'alignement est choisi de façon à ce que la voie 5 du démonstrateur, la source

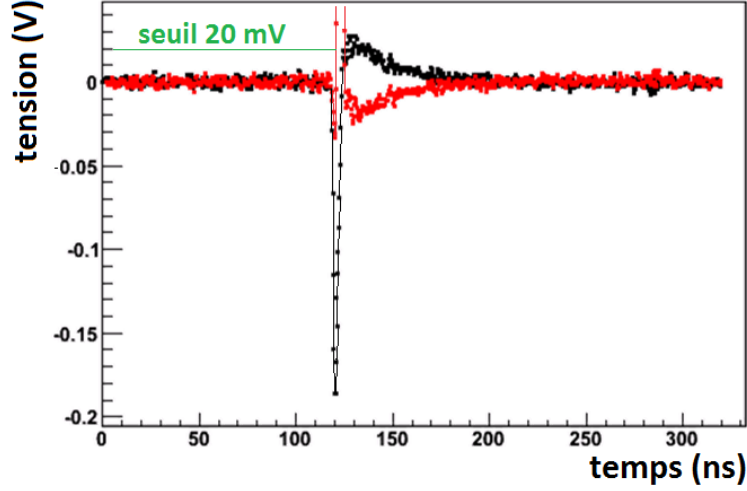


FIGURE VI.2.1 – Exemple de visualisation d’un pulse de signal du démonstrateur optique version 2 (en noir). Les points en rouge représentent l’état du signal après application du CFD.

et le YAP soient sur une même ligne.

On trace alors l’histogramme du retard de déclenchement entre les différentes voies du démonstrateur et le détecteur YAP (figure VI.2.2). Pour cela, on ne sélectionne que les évènements :

- Dont l’amplitude dépasse une valeur correspondant à 10 fois l’écart-type mesuré sur la ligne de base (pour chacune des voies du démonstrateur)
- Pour lesquels l’amplitude du signal du détecteur YAP correspond au pic photoélectrique à 511 keV (amplitudes entre -100 mV et -140 mV, voir figure VI.1.4). On procède à cette sélection car on a vu dans le chapitre III.4 que l’algorithme utilisé pour calculer le temps de déclenchement du YAP était sensible à l’amplitude du signal. Il faut donc sélectionner uniquement la plage d’amplitude qui nous intéresse de façon à ne pas dégrader la résolution en temps mesurée.

Pour calculer la résolution globale (YAP + démonstrateur), on peut soit utiliser l’écart-type de l’ajustement gaussien (en pointillés), soit mesurer la largeur à mi-hauteur du pic de la voie 5. La forme du pic n’étant pas gaussienne, on choisit la deuxième méthode. La résolution globale est de 703 ps (FWHM). Cela permet de calculer la résolution intrinsèque de la voie 5 du démonstrateur dans ces conditions de mesure :

$$R_{DO2} = \sqrt{R_{globale}^2 - R_{YAP}^2} = \sqrt{703^2 - 244,9^2} = 659 \text{ ps (FWHM)}$$

L’incertitude sur la largeur à mi-hauteur du pic est calculée en se basant sur l’erreur sur la largeur à mi-hauteur d’une gaussienne, soit $\Delta_{FWHM} = FWHM/\sqrt{2N}$, N étant le nombre d’évènements dans l’histogramme. Ici, $N = 2375$, donc $\Delta_{FWHM} = 10,2 \text{ ps}$. On souligne néanmoins que cette erreur peut être légèrement sous-estimée du fait que la distribution n’est pas gaussienne, et que l’on ne fait pas d’ajustement du pic.

La résolution intrinsèque du démonstrateur optique peut être calculée d’après l’incertitude sur la résolution du YAP (11 ps) et la résolution globale (10,2 ps). On obtient une erreur de 15 ps.

La résolution intrinsèque de la voie 5 du démonstrateur optique est donc mesurée à **$659 \pm 15 \text{ ps (FWHM)}$** .

2.2. IDENTIFICATION DES SOURCES DE DÉGRADATION DE LA RÉOLUTION EN TEMPS ENTRE LE MODÈLE ET LA MESURE

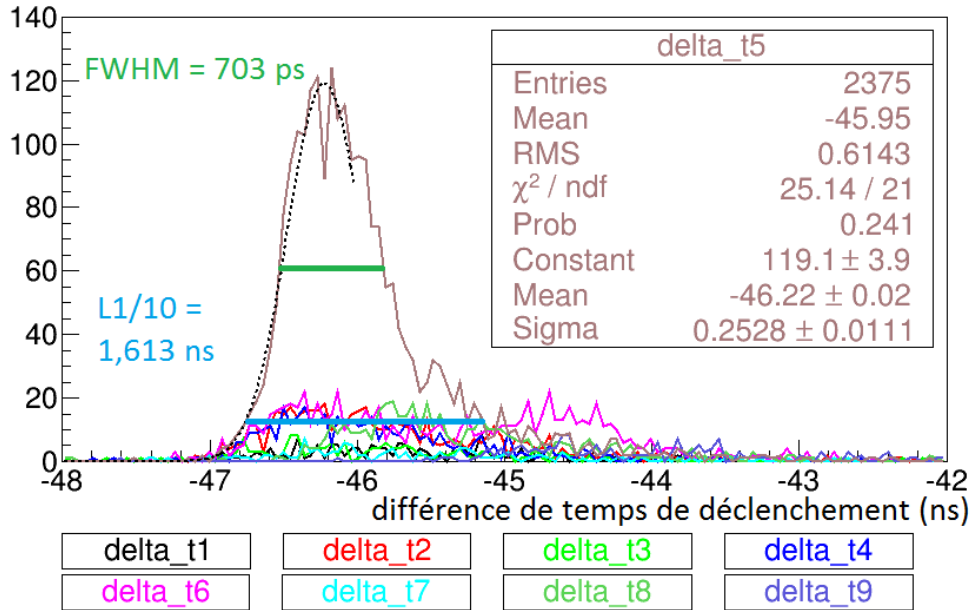


FIGURE VI.2.2 – Différence de temps de déclenchement entre les différentes voies du démonstrateur optique et le détecteur YAP.

On rappelle que le modèle Monte Carlo et semi-analytique (chapitre V.4.3) prévoyait une résolution en temps de **340 ps (FWHM)**. On a de nouveau estimé la résolution en temps en utilisant les données issues du modèle Monte Carlo ajusté dans le chapitre précédent (avec le faisceau incident en cône et la céramique plus transparente), et on retrouve exactement la même prévision de 340 ps (FWHM).

On constate donc un excès dans la largeur à mi-hauteur du pic dans l'histogramme du temps de déclenchement du démonstrateur optique. Pour l'instant on ne comprend pas vraiment d'où provient cet excès, qui correspond à une dégradation de la résolution en temps. Plusieurs causes possibles peuvent être évoquées :

- Dans le modèle, le bruit électronique des signaux n'est pas représenté. On peut donc supposer que le niveau de bruit du signal peut détériorer la résolution en temps mesurée.
- De même, on a supposé dans le modèle, une résolution en temps (TTS) des PMTs de 270 ps (FWHM). Ce chiffre provient de la documentation Hamamatsu et n'a pu être vérifié. Il correspond au meilleur TTS obtenu avec un fonctionnement des PMTs à leur tension d'alimentation nominale 900V. Or dans la mesure expérimentale les PMTs sont polarisés par une tension allant de 810 à 854V (celui de la voie 5 est à 810V). Cette tension plus faible, choisie pour ne pas risquer d'endommager les PMTs, peut-être à l'origine d'une dégradation non négligeable de leur TTS, et donc de la résolution du démonstrateur optique.

2.2 Identification des sources de dégradation de la résolution en temps entre le modèle et la mesure

Pour tester ces hypothèses, on réalise plusieurs mesures de résolution en temps, sur différentes voies du détecteur. On choisit les voies 2, 3, 5 et 6 pour leur placement sur la

2.2. IDENTIFICATION DES SOURCES DE DÉGRADATION DE LA RÉOLUTION EN TEMPS ENTRE LE MODÈLE ET LA MESURE

carte électronique et leur tension d'alimentation (amplitude du signal de sortie réglée à -200 mV puis à -400 mV) :

- La voie 5 est centrale, et elle est alimentée par une tension de 760 V puis 810 V.
- La voie 3 est dans un coin, et elle est alimentée par une tension de 765 V puis 813 V.
- Les voies 2 et 6 sont le long d'un bord, et la voie 2 est à 773 V puis 823 V tandis que la voie 6 est à 805 V puis 854 V (le maximum).

De cette façon on mesure les résolutions en temps pour des voies placées différemment sur le détecteur, et alimentées par des tensions de polarisation différentes. Cela permettra peut-être de mettre en évidence une relation entre la résolution en temps et les autres paramètres.

Dépendance entre résolution en temps et tension d'alimentation des PMTs

Pour commencer on trace deux courbes, donnant la résolution en temps (mesurée en largeur à mi-hauteur et en largeur à 1/10 de la hauteur), en fonction des tensions d'alimentations des différentes voies, à -200 et -400 mV. Ces courbes sont disponibles en annexe (figures A.27 et A.28). Elles ne montrent aucune corrélation entre la tension d'alimentation des différentes voies et la résolution en temps mesurée.

En revanche, si l'on trace une courbe regroupant les réglages de tensions -200 et -400 mV, on observe, indépendamment pour chaque voie, une diminution de la largeur à mi-hauteur du pic lorsque la haute tension augmente (figure VI.2.3 : pour chaque voie prise indépendamment des autres, on remarque que la résolution en temps s'améliore lorsque l'on augmente la tension de polarisation du PMT).

Cela signifie que la résolution en temps dépend bien de la tension de polarisation des PMTs, mais que sur la courbe A.27, d'autres effets s'ajoutent et rendent ce phénomène illisible.

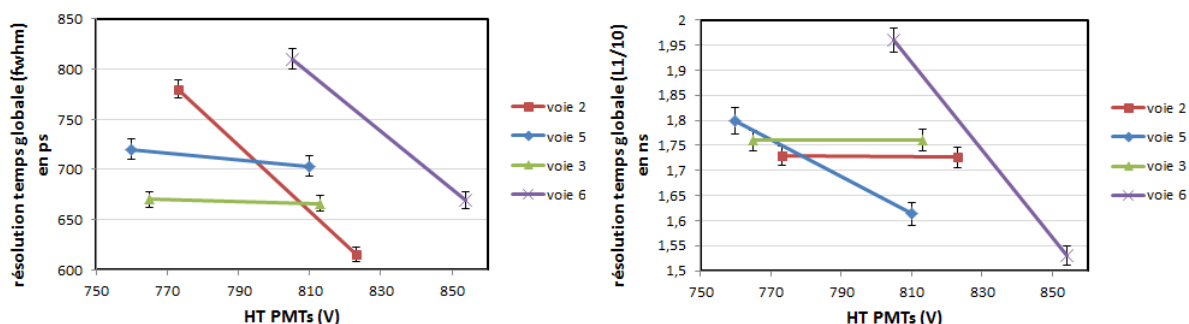


FIGURE VI.2.3 – Largeur à mi-hauteur (à gauche) et à un dixième (à droite) du pic de différence de temps de déclenchement entre le démonstrateur et le YAP, en fonction de la tension de polarisation des PMTs des différentes voies.

L'hypothèse que l'on avait faite disant que la résolution intrinsèque des PMTs était moins bonne que 270 ps (FWHM), du fait qu'on ne les utilise pas à leur tension nominale de 900 V, semble donc se vérifier. Cela peut expliquer l'écart entre la résolution prévue par le modèle et celle mesurée sur le démonstrateur optique.

Dépendance entre résolution en temps et niveau de bruit du signal

Le niveau de bruit dans le signal est quantifié par l'écart-type des valeurs de tensions acquises sur la ligne de base. On moyenne l'ensemble des écarts-types calculés pour tous les événements acquis, et on utilise cette valeur pour quantifier le bruit électronique dans le signal.

On n'observe aucune corrélation entre le niveau de bruit électronique et la résolution en temps mesurée (figures A.29 et A.30 en annexe). Soit il n'y a pas de corrélation, soit elle est négligeable par rapport à d'autres effets qui dispersent les valeurs de résolution en temps.

On ne peut donc pas conclure sur l'impact du bruit électronique dans la résolution en temps du démonstrateur optique.

Dépendance entre résolution en temps et nombre de cellules voisines

On suspecte également une dégradation de la résolution en temps due à la diaphonie entre les cellules voisines. On sait que l'on ne parvient pas totalement à comprendre et à modéliser cette diaphonie dans le Monte Carlo. Il est donc possible qu'elle soit en partie à l'origine de l'écart observé entre le modèle et la mesure de résolution en temps.

Pour tester cette hypothèse, on trace la courbe qui donne la résolution en temps en fonction du nombre de cellules voisines de la cellule concernée. On ne compte que les cellules qui partagent un bord commun avec la cellule concernée (pas les cellules qui se touchent seulement par un coin). Par exemple, la cellule 5 n'a que 4 cellules voisines : la 2, la 4, la 6 et la 8.

ici encore, on n'observe aucune corrélation entre le nombre de cellules voisines et la résolution en temps mesurée (figures A.31 et A.32 en annexe). Soit il n'y a pas de corrélation, soit elle est négligeable par rapport à d'autres effets qui dispersent les valeurs de résolution en temps.

On ne peut donc pas conclure sur l'impact de la diaphonie dans la résolution en temps du démonstrateur optique.

2.3 Discussion sur la résolution en temps

La résolution en temps du démonstrateur optique a été mesurée, dans le meilleur des cas, pour la voie 5, à **659 ± 15 ps (FWHM)**. Les prévisions du modèle Monte Carlo et semi-analytique annonçaient une résolution en temps de **340 ps (FWHM)**. On a donc un excès dans la largeur à mi-hauteur mesurée, ce qui se traduit par une moins bonne résolution en temps qu'attendu.

La cause la plus plausible pour expliquer cet excès est la résolution intrinsèque du PMT, qui est sans doute moins bonne que le TTS annoncé par Hamamatsu (270 ps FWHM) :

- D'une part parce que le PMT fonctionne en dessous de sa tension de polarisation nominale (900 V).
- D'autre part parce que la valeur documentée par le fournisseur n'est qu'une valeur de test préliminaire, dont la fiabilité n'est pas connue, et qui n'a pas pu être vérifiée au laboratoire.

En toute logique, le niveau de bruit électronique présent dans le signal doit également dégrader la résolution en temps mesurée, mais les analyses n'ont pas permis de mettre en

2.3. DISCUSSION SUR LA RÉOLUTION EN TEMPS

évidence cette dépendance.

Enfin, il est également possible que la diaphonie entre cellules voisines dégrade également la résolution en temps, même si encore une fois cette relation n'a pas pu être mise en évidence.

Quoi qu'il en soit, le modèle Monte Carlo montrait que la résolution intrinsèque du PMT est le facteur limitant la résolution intrinsèque du détecteur. Pour améliorer la résolution en temps du démonstrateur optique à l'avenir, il faudra donc se tourner vers des technologies de photodétecteurs mieux résolues en temps.

La piste qui paraît pour l'instant la plus prometteuse est l'utilisation de PMTs à gallettes de micro-canaux (MCP-PMT), dont les résolutions en temps peuvent atteindre 30 ps (1σ) [Inami 2006]. De plus, un développement intéressant serait de déposer la couche photosensible (photocathode) directement sur la fenêtre en saphir du démonstrateur optique, afin de limiter le nombre d'interfaces optiques. On se passerait ainsi du joint optique et de la fenêtre de verre des PMTs, ce qui favoriserait la collection de la lumière. Ce développement aura sans doute un coût non négligeable, et devra se faire en collaboration avec un fabricant de PMTs, mais il constitue à l'heure actuelle l'idée la plus prometteuse pour gagner en résolution en temps.

Conclusion

CONCLUSION

L'objectif de cette étude était de **concevoir et optimiser un démonstrateur optique pour le détecteur CaLIPSO, en identifiant les mécanismes physiques de la détection des photons γ de 511 keV par production de lumière Cerenkov dans le TriMéthylBismuth**. Ce détecteur se doit d'être efficace à détecter les photons γ de 511 keV et permettre une bonne résolution en temps.

Lorsque ce travail a débuté, notre groupe avait une connaissance approximative des propriétés optiques du TMBi (indice de réfraction et longueur d'absorption lumineuse). Nous disposions également d'une mesure du rendement de production de lumière d'un électron dans le TMBi à 836 keV.

Nous avons donc mené en parallèle plusieurs travaux.

D'une part, j'ai mesuré précisément les propriétés optiques du TMBi (indice de réfraction et longueur d'absorption en fonction de la longueur d'onde). Une surprise est apparue tardivement, par l'observation du phénomène de diffusion lumineuse dans le TMBi. Cela nous a conduit à réviser notre modèle de la propagation de la lumière dans le TMBi.

D'autre part, nous avons procédé aux tests des prototypes du démonstrateur optique CaLIPSO. Un premier détecteur était déjà dessiné, optimisé selon l'art en vigueur en physique des particules. Il nous a permis de valider les technologies d'herméticité, de mécanique et d'optique autour du TMBi. Le signal de détection par effet Cerenkov a été correctement observé sur ce premier détecteur. Cependant, les premières mesures se sont révélées décevantes car le détecteur n'était pas efficace (environ 7,2% en voie centrale).

Cela m'a menée à l'écriture d'un modèle Monte Carlo détaillé du démonstrateur optique, indispensable pour comprendre le défaut d'efficacité du premier détecteur et concevoir le deuxième, mais également pour améliorer nos outils de test.

En effet, la résolution en temps médiocre (700 ps 1σ) du détecteur YAP dégradant la mesure de résolution en temps du démonstrateur, j'ai en "échauffement" simulé le détail du fonctionnement du détecteur à cristal scintillant YAP. Après avoir optimisé sa géométrie, nous avons acheté un cristal de YAP et l'avons monté sur un PMT moderne et rapide. Le résultat s'est révélé compétitif avec les détecteurs haut-de-gamme utilisant des cristaux de LaBr_3 [Deloncle et al. 2010], puisque nous avons obtenu une résolution en temps de **104 \pm 5 ps (1σ)**.

J'ai alors réalisé une étude Monte Carlo détaillée du premier démonstrateur optique. Les valeurs calculées ont confirmé sa faible efficacité de détection, due à des pertes de lumière dans le détecteur.

J'ai alors utilisé la simulation pour optimiser ce détecteur, en travaillant en particulier à améliorer la collection de la lumière Cerenkov et à réduire la diaphonie optique, par un meilleur choix de matériaux et de géométries.

Sur la base de cette optimisation, nous avons alors construit le second démonstrateur optique. Les performances mesurées se sont révélées bien meilleures, comme le montre le tableau VI.2.1. J'ai mesuré une efficacité de détection en voie centrale de 23%, tandis que l'efficacité globale incluant les cellules périphériques est de 32%. Nous attendions, dans les conditions de mesure, une probabilité de conversion photoélectrique de 27%. Les diffusions Compton produisant très peu de lumière Cerenkov, nous concluons que **notre détecteur est maintenant pleinement efficace à détecter ces conversions photoélectriques**. Cependant, ce détecteur présente une diaphonie très supérieure à celle attendue (110% au lieu de 45%) : les voies périphériques déclenchent globalement autant que la cellule

CONCLUSION

centrale, irradiée par les photons de 511 keV. J'ai donc essayé d'ajuster ma simulation pour mieux décrire la diaphonie observée, en particulier en ajustant la probabilité de réflexion à la surface du guide optique, sans parvenir à reproduire simultanément l'ensemble de nos résultats de mesure. La résolution en temps du second démonstrateur optique a été mesurée à **659 ± 15 ps (FWHM)**, alors que le modèle annonçait une résolution en temps de **340 ps**. Le principal facteur de dégradation est la résolution en temps (TTS) des PMTs utilisés.

Version	Efficacité de détection de la voie centrale (n°5)	Diaphonie	Résolution en temps
Démonstrateur v1	7,2%	166%	580 ps (± 185 ps)(1 σ) 1,366 ns (± 436 ps) (FWHM)
Démonstrateur v2 optimisé	23%	110%	280 ps (± 6 ps) (1 σ) 659 (± 15 ps) (FWHM)

Tableau VI.2.1 – Comparaison des caractéristiques des deux versions de démonstrateur optique.

Cette étude a donc permis de comprendre en partie les enjeux de la détection de photons γ par effet Cerenkov dans le TMBi, mais ce travail n'est pas achevé :

- On cherchera à l'avenir à améliorer la modélisation du détecteur, en particulier à mieux décrire la diffusion des photons Cerenkov dans le liquide et à l'interface liquide - céramique.
- On souhaite maîtriser et réduire le phénomène de diaphonie optique. Pour cela on envisage d'utiliser des traitements de surface (MgF_2 [Dodge 1965]) sur les céramiques du guide de lumière.
- Pour améliorer l'efficacité de détection des photons Cerenkov produits dans le TMBi, on envisage également d'utiliser d'autres technologies de photocathode.
- Enfin, nous voulons étudier la résolution temporelle intrinsèque du détecteur (affranchie de la résolution des PMTs), afin d'évaluer son potentiel de mesure du temps de vol. Pour cela, on remplacera les PMTs actuels par des MCP-PMTs [Inami 2006], dont le TTS attendu (70 à 100 ps FWHM) est inférieur à la résolution en temps optique, calculée par Monte Carlo : 150 ps FWHM, (hors contribution des PMTs).

Maintenant quelle place proposer pour le détecteur CaLIPSO dans le contexte des technologies d'imageur TEP ?

Dans une configuration TEP corps entier, le phénomène d'accroissement de l'émission des photons 511 keV dégrade la résolution spatiale de machines corps entier à au mieux 3 mm. Aussi les concepteurs utilisent-ils des cristaux scintillants de grande section ($5 \times 5 \text{ mm}^2$ à 1 cm^2), souvent en LSO ou LYSO. A l'heure actuelle, le système Philips Vereos Digital PET/CT bientôt commercialisé [Philips 2013] permet une très bonne résolution en temps (345 ps) grâce à l'utilisation de Si-PM digitaux à la place des photomultiplicateurs analogiques classiques. Néanmoins, la résolution spatiale est limitée à 4 mm.

Ce n'est pas le cas lorsque l'on veut réaliser un imageur TEP cérébral. Des imageurs TEP cérébraux se révèlent nécessaires pour étudier le fonctionnement biochimique des processus neurologiques, par exemple et en particulier pour l'apparition des maladies neuro-dégénératives (parfois plus de dix ans avant les premiers symptômes), mais aussi l'étude des addictions (nicotine, alcool, drogues), des Troubles du Spectre Autistique, troubles

CONCLUSION

bipolaire, troubles dépressifs... [Gallezot et al. 2008], [Sureau et al. 2008], [Leroy et al. 2007] Le cerveau est formé de structures complexes de petite taille, donc tout gain en résolution est bienvenu. De plus le détecteur peut être beaucoup plus proche du corps, et l'impact de l'effet d'accollinéarité est très réduit.

Mais malgré de lourds investissements (FP7 MindView, Siemens, PET-HAT, Rainbow VHD PET, CerePET) les technologies à base de cristaux scintillants n'ont pas permis à ce jour d'aboutir à des machines satisfaisantes. La machine de référence reste le HRRT de Siemens, qui permet des résolutions de $2,5 \text{ mm}^3$, mais dont les images cliniques manquent souvent de contraste [Vesna Sossi 2014]. En effet, améliorer la résolution spatiale implique de réduire la taille des cristaux utilisés par le détecteur.

Or le détecteur CaLIPSO, composé de Bismuth, propose le meilleur rendement de conversion photoélectrique 47%. Son principe devrait permettre une excellente reconstruction de la position des interactions dans le détecteur, sans volume mort important, du fait de la taille des cellules de détection. Enfin la détection de la lumière Cerenkov a deux avantages. D'abord cette technologie a déjà montré à l'international d'excellentes résolutions temporelles. Nous espérons donc exploiter l'information temps de vol pour améliorer l'efficacité de la reconstruction des images. Ensuite du fait du seuil en énergie de l'effet Cerenkov, nous avons montré que les dépôts d'énergie induits par diffusion Compton produisent très peu de lumière optique. Nous disposons ainsi d'un rejet « naturel » des événements diffusés dans le corps du patient, complémentaire à la coupure en énergie classique, qui sera appliquée sur le signal du détecteur de charge. La combinaison de ces atouts permet d'espérer dépasser les limitations des technologies actuelles. Ces arguments demandent bien sûr à être quantifiés par des simulations de configuration complètes. Ce travail va débuter dès janvier 2015 en collaboration avec le Service Hospitalier Frédéric Joliot, en utilisant la plateforme Open-GATE, grâce au financement d'un post-doc par le programme Interdisciplinaire TechnoSanté.

Pour être confirmés, ces espoirs devront être suivis de réalisations concrètes. Si cette thèse a permis de bien avancer la technologie du détecteur optique CaLIPSO, en particulier en démontrant qu'il est possible de déclencher efficacement sur le signal optique produit par l'effet Cerenkov, beaucoup de chemin reste à parcourir. C'est bien sûr le cas sur le détecteur de charges. Pour le détecteur optique, les inconnues majeures semblent avoir été levées, et le travail restant relève d'une optimisation technologique.

CONCLUSION

Bibliographie

- Agostinelli et al. Geant4 - a simulation toolkit. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 506 :250–303, 2003.
- P. Amaudruz, D. Bryman, L. Kurchaninov, P. Lub, C. Marshall, and J. P. Martin. Simultaneous reconstruction of scintillation light and ionization charge produced by 511 keV photons in liquid xenon : potential application to PET. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 607 : 668–676, 2009.
- E. Aprile and T. Doke. Liquid Xenon detectors for particle physics and astrophysics. *Rev. Mod. Phys.*, 82 :2053–2097, 2010.
- E. Aprile, A. Curioni, K. L. Giboni, M. Kobayashi, U. G. Oberlack, and S. Zhang. Compton imaging of MeV gamma-rays with the Liquid Xenon Gamma-Ray Imaging Telescope (LXeGRIT). *Nucl. Instr. and Meth. A*, 593 :414–425, 2008.
- B. Aubert, A. Bazan, B. Beaugiraud, J. Colas, T. Leflour, and M. Maire. A search for materials compatible with warm liquids. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 316 :165–173, 1992.
- S. Baccaro. Refractive index and absorption length of YAP :Ce scintillation crystal and reflectance of the coating used in YAP :Ce single-crystal matrix. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 406 :479–485, 1998.
- B. Bendriem. Les détecteurs de positons : Caméra PET - caméra PET-SPECT. *Revue de l'ACOMEN*, 4 :34–40, 1998.
- J. Beringer et al. Review of Particle Physics (RPP). *Phys.Rev.*, D86 :010001, 2012.
- A. Blanco, V. Chepel, N. C. Ferreira Marques, P. Fonte, M. Lopes, V. Peskov, and A. Policarpo. Perspectives for positron emission tomography with RPCs. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 508 :88–93, 2003.
- A. Blanco, N. Carolino, C. M. B. A. Correia, L. Fazendeiro, and N. C. Ferreira Marques. RCP-PET : A new very high resolution PET technology. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53 : 2498, 2006.
- D. Breton, E. Delagnes, J. Maalmi, K. Nishimura, L. Ruckman, G. Varner, and J. Vavra. High resolution photon timing with MCP-PMTs : A comparison of a commercial constant fraction discriminator (CFD) with the ASIC-based waveform digitizers TARGET and WaveCatcher. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 629 :123–132, 2011.

BIBLIOGRAPHIE

- T.F. Budinger. Time-of-Flight Positron Emission Tomography : Status Relative to Conventional PET. *Journ. of Nucl. Med.*, 24 :73–78, 1983.
- Y. Bulbul. Introduction à la conception électronique et informatique CaLIPSO. Master’s thesis, CEA-Saclay/DSM/IRFU/SEDI/Groupe CaLIPSO, 2012.
- O. Bunemann, T. E. Cranshaw, and J. A. Harvey. Design of grid ionisation chambers. *Canadian Journal of Research*, 27 A :191–206, 1949.
- I. Buvat. Tomographie d’émission de positons, 2009. URL http://www.guillemet.org/irene/coursem/Lyon_PET2009.pdf.
- I. Buvat. Reconstruction tomographique, 2012. URL http://www.guillemet.org/irene/coursem/RIA_Recon2012.pdf.
- P. Cassette and J. Bouchard. The design of a liquid scintillation counter based on the triple to double coincidence ratio method. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 505 :72–75, 2003.
- P. Colombino, B. Fiscella, and L. Trossi. Study of Positronium in Water and Ice from 22 to -144°C by Annihilation Qanta Measurements. *Appl. Opt.*, 23 :1980–1985, 1984.
- M. Conti. State of the art and challenges of time-of-flight PET. *Physica Medica*, 25 :1–11, 2009.
- P. Crespo, J. Reis, M. Couceiro, A. Blanco, N. C. Ferreira, and R. Ferreira Marques. Whole-Body single-bed time-of-flight RCP-PET : Simulation of axial and planar sensitivities with NEMA and anthropomorphic phantoms. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 59 :520–529, 2012.
- Crystran. Bk7 data sheet. URL <http://www.crystran.co.uk/userfiles/files/optical-glass-n-bk7-data-sheet.pdf>.
- Crytur. Scintillation materials data table. URL <http://www.crytur.cz/pages/33/scintillation-materials-data>.
- O. de Dreuille, P. Maszelin, H. Foehrenbach, G. Bonardel, and J.F. Gaillard. Principe et technique de la tomographie par émission de positons (TEP). *Encyclopédie Médico-Chirurgicale (Editions Scientifiques et Médicales Elsevier SAS, Paris, tous droits réservés), Radiodiagnostic - Principes et techniques d’imagerie*, 35-310-A-10, 2002.
- E. Delagnes, Y. Degerli, P. Goret, P. Nayman, F. Toussenel, and P. Vincent. SAM : A new GHz sampling ASIC for the H.E.S.S.-II front-end electronics. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 567 :21–30, 2006.
- I. Deloncle, B. Roussière, M. A. Cardona, D. Hojman, J. Kiener, P. Petkov, D. Tonev, and Ts. Venkova. Fast timing : lifetime measurements with LaBr3 scintillators. *Journal of Physics : Conference Series*, 205 :012044, 2010.
- M. J. Dodge. Refractive Properties of Magnesium Fluoride. *Nuovo Cimento*, XXXVIII n°2 :5287–5303, 1965.

BIBLIOGRAPHIE

- A. Drezet, O. Monnet, F. Mathy, G. Montemont, and L. Verger. CdZnTe detectors for small field of view positron emission tomographic imaging. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 571 :465–470, 2007.
- Ferry-Mich. Résolution en temps, 1981. URL <http://www.cnrtl.fr/definition/résolution>.
- L. D. Freedman and G. O. Doak. Preparation, reactions, and physical properties of organobismuth compounds. *Chem. Rev.*, 82 :15–57, 1982.
- J. D. Gallezot, M. A. Bottlaender, J. Delforge, H. Valette, W. Saba, and F. Dollé. Quantification of cerebral nicotinic acetylcholine receptors by PET using 2-[18F]fluoro-a-85830 and multiinjection approach. *Journal of Cerebral Blood Flow and Metabolism*, 28 :172–189, 2008.
- K. L. Giboni, E. Aprile, P. Majewski, K. Ni, and M. Yamashita. Fast timing measurements of gamma-ray events in liquid xenon. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 52 :1800–1804, 2005.
- Q.B. Gou et al. Great Scintillation Properties of YAlO₃:Ce Crystal. *CHIN.PHYS.LETT.*, 19(7) :929, 2002.
- C. Grignon, J. Barbet, M. Bardies, T. Carlier, J. F. Chatal, O. Couturier, J.P. Cussonneau, A. Faivre, L. Ferrer, S. Girault, T. Haruyama, P. Le Ray, L. Luquin, S. Lupone, V. Métivier, E. Morteau, N. Servagent, and D. Thers. Nuclear medical imaging using beta+ gamma coincidences from ⁴⁴Sc radionuclide with liquid xenon as detection medium. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 571 :142–145, 2007.
- G.M. Hale and M.R. Query. Optical constants of Water in the 200-nm to 200- μ m Wavelength Region. *Appl. Opt.*, 12 :555–563, 1973.
- H. Hara, H. Ohnuma, Y. Hoshi, H. Yuta, K. Abe, and F. Suekane. A study of energy resolution in a gridded ionisation chamber filled with tetramethylsilane and tetramethylgermanium. *Rad. Meas.*, 29 :1–8, 1998.
- J.H. Hubbell and S.M. Seltzer. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest. URL <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- K. Inami. Time of Flight measurements with MCP-PMT. *SNIC Symposium, Stanford, California*, 2006.
- K. Ishii, Y. Kikuchia, S. Matsuyamaa, Y. Kanaia, K. Kotanib, and T. Ito. First achievement of less than 1 mm FWHM resolution in practical semiconductor animal PET scanner. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 576 :435–440, 2007.
- A. Kuhn, S. Surti, J.S. Karp, G. Muehllehner, F.M. Newcomer, and R. VanBerg. Performance assessment of pixelated LaBr₃ detector modules for time-of-flight PET. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53 :1090–1095, 2006.

BIBLIOGRAPHIE

- R. Lecomte. Novel detector technology for clinical PET. *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging*, 36 :S69–S85, 2009.
- C. Leroy, C. Comtat, R. Trébossen, A. Syrota, J.L. Martinot, and M.J. Ribeiro. Assessment of ^{11}C -PE2I Binding to the Neuronal Dopamine Transporter in Humans with the High-Spatial-Resolution PET Scanner HRRT. *Journ. of Nucl. Med.*, 48 :538–546, 2007.
- T.K. Lewellen. Recent developments in PET detector technology. *Phys. Med. Biol.*, 53(17) :R287–R317, 2008.
- O. Limousin, F. Lugiez, O. Gevin, A. Meuris, C. Blondel, and E. Delagnes. Caliste 256 : A CdTe imaging spectrometer for space science with a 580 μm pixel pitch. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 647 :46–54, 2011.
- G. Montémont, C. Comtat, P. Descourt, S. Jan, M. Leabad, S. Maitre-Jean, and F. Mathy. TOPASE-MED : Rethinking PET imaging with semiconductor detectors. *IRBM*, 31 : 73–77, 2010.
- W. W. Moses and S. E. Derenzo. Prospects for Time-of-Flight PET using LSO Scintillator. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46 :474–478, 1999.
- W.W. Moses. Recent advances and future advances in time-of-flight PET. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 580 :919–924, 2007.
- W.W. Moses. Fundamental Limits of Spatial Resolution in PET. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 648 :S236–S240, 2011.
- W.W. Moses and M. Ullisch. Factors influencing timing resolution in a commercial LSO PET camera. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53 :78–85, 2006.
- W.W. Moses, S.A. Payne, W.S. Choong, G. Hull, and B.W. Reutter. Scintillator Non-Proportionality : Present Understanding and Future Challenges. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 55 :1049–1053, 2008.
- M. Moszynski, M. Kapusta, D. Wolski, W. Klamra, and B. Cederwall. Properties of the YAP :Ce scintillator. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 404 :157–165, 1998.
- S. Nicol. *Etude et construction d'un tomographe TEP/TDM pour petits animaux, combinant modules phoswich à scintillateurs et détecteur à pixels hybrides*. PhD thesis, Université de la Méditerranée, Aix-Marseille II, faculté des sciences de Luminy, 163, avenue de Luminy, 13288 Marseille Cedex 09, 2010.
- Philips. Vereos Digital PET/CT, 2013. URL <http://www.usa.philips.com/healthcare-product/HC882446/vereos-digital-pet-ct>.
- G. Pratz and C.S. Levin. Bayesian reconstruction of photon interaction sequences for high-resolution PET detectors. *Phys. Med. Biol.*, 54 :5073–5094, 2009.
- E. Ramos, D. Yvon, P. Verrecchia, G. Tauzin, D. Desforge, V. Rethinger, D. Dubreuil, M. Hamel, C. Flouzat, S. Sharyy, J.-P. Bard, Y. Bulbul, J.-Ph. Mols, P. Starzynski, A. Marcel, and R. Granelli. Trimethyl Bismuth optical properties for particle detection and the CaLIPSO detector. *submitted to IEEE Trans. Nucl. Sci.*

BIBLIOGRAPHIE

- RefractiveIndex. Base de données d'indices de réfraction. URL <http://refractiveindex.info/?shelf=glass&book=BK7&page=SCHOTT>.
- V. Reithinger. Etude de la partie optique du détecteur de photons CaLIPSO pour l'imagerie médicale de type TEP : Mesures des propriétés optiques des matériaux constitutants et prévision des différentes performances par simulation en vue du dimensionnement d'un prototype. Master's thesis, CEA-Saclay/DSM/IRFU/SPP/Groupe CaLIPSO, 2011.
- J. Rheims, J. Köser, and T. Wriedt. Refractive index measurements in the near-IR using an Abbe refractometer. *Meas. Sci. Technol.*, 8 :601–605, 1997.
- D.R. Schaart, S. Seifert, R. Vinke, H.T. van Dam, P. Dendooven, H.L. Ohner, and F.J. Beekman. LaBr₃:Ce and SiPMs for time-of-flight PET : Achieving 100 ps coincidence resolving time. *Phys. Med. Biol.*, 55 :N179–N189, 2010.
- JB. Schutt. Highly Reflecting stable white paint for the detection of ultraviolet and visible radiations. *Appl. Opt.*, 13 :10–14, 1974.
- K.S. Shah, J. Glodo, M. Klugerman, W.W. Moses, S.E. Derenzo, and M.J. Weber. LaBr₃:Ce scintillators for gamma-ray spectroscopy. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 :2410–2413, 2003.
- C. Silvestru, H. J. Breunig, and H. Althaus. Structural chemistry of bismuth compounds. I. Organobismuth derivatives. *Chem. Rev.*, 99 :3277–3327, 1999.
- E.S. Smith, J. Distelbrink, H. Llewellyn, et al. Tests of 3" photomultiplier tubes for the CLAS TOF. *CLAS-NOTE-93-015*, 1993.
- M. Soussan, J.-L. Galas, M.-J. Ouvrier, G. Pop, A. Neuman, and P. Weinmann. Impact clinique de la technique du temps-de-vol en tep. *Médecine Nucléaire*, 35 :401–405, 2011.
- SpiSupplies. YAG/YAP comparison table. URL http://www.2spi.com/catalog/scintill/sintillator_properties_comparison_table.php.
- S.C. Strother, M.E. Casey, and E.J. Hoffman. Measuring PET scanner sensitivity : relating countrates to image signal-to-noise ratios using noise equivalents counts. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 37 :783–788, 1990.
- F.C. Sureau, A.J. Reader, C. Comtat, C. Leroy, M.J. Ribeiro, I. Buvat, and R. Trébossen. Impact of Image-Space Resolution Modeling for Studies with the High-Resolution Research Tomograph. *Journ. of Nucl. Med.*, 49 :1000–1008, 2008.
- T. Tomitani. Image reconstruction and noise evaluation in photon time-of-flight assisted positron emission tomography. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 28 :4582–4588, 1981.
- D.W. Townsend and M. Defrise. Image Reconstruction Methods in Positron Tomography. *Yellow CERN Reports*, CERN 93-02.
- R. Trebossen. Innovations technologiques récentes en détection pour la Tomographie par Emission de Positons. *Médecine Nucléaire*, 31 :126–131, 2007.

- P.E. Valk, D.L. Bailey, D.W. Townsend, and M.N. Maisey. *Positron Emission Tomography : Basic Science and Clinical Practice*. Springer, 2003.
- P. Verrecchia, E. Ramos, D. Yvon, G. Tauzin, and V. Rethinger. CaLIPSO : TMBi properties for particle detection. *IEEE Trans. Nucl. Sci./MIC Conf. Rec. Anaheim, CA*, 2012.
- Université de Vancouver Vesna Sossi. Communication at MEDAMI - III mediterranean thematic workshop in advanced molecular imaging, 2014.
- Y. Yin, S. Komarov, H. Wu, T. Yong Song, Q. Li, and A. Garson. Characterization of highly pixelated CZT detectors for sub-millimeter PET imaging. *Proc. IEEE NSS Conf. Rec.*, J05-4 :2411–2414, 2009.
- D. Yvon, J.-Ph. Renault, G. Tauzin, P. Verrecchia, C. Flouzat, S. Sharyy, E. Ramos, J.-P. Bard, Y. Bulbul, J.-Ph. Mols, P. Starzynski, D. Desforge, A. Marcel, J.-M. Reymond, S. Jan, C. Comtat, and R. Trebossen. CaLIPSO : A novel detector concept for PET imaging. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 61 :60–66, 2014.

Annexes

Géométrie et plans du démonstrateur optique version 1

Plans CAO réalisés par Jean-Philippe MOLS.

Sur la figure A.1, l'épaisseur de TMBi contenu est de 5 cm. A cela s'ajoute une fenêtre en BK7 de 7 mm d'épaisseur, qui permet le passage des photons optiques produits dans le TMBi et détectés par des PMTs de l'autre côté de la fenêtre.

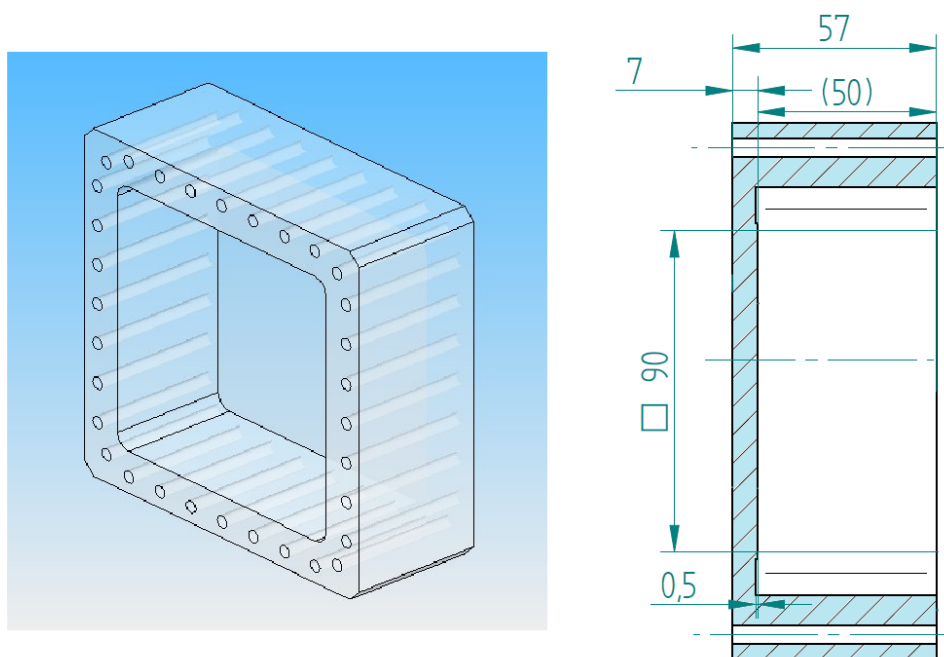


FIGURE A.1 – Plans de la chambre en verre BK7 contenant le TMBi.

Sur la figure A.2, les deux piquages réalisés dans les coins de la bride sont destinés à permettre une circulation de TMBi dans le détecteur, d'une part pour le remplir, d'autre part éventuellement pour le nettoyer si besoin.

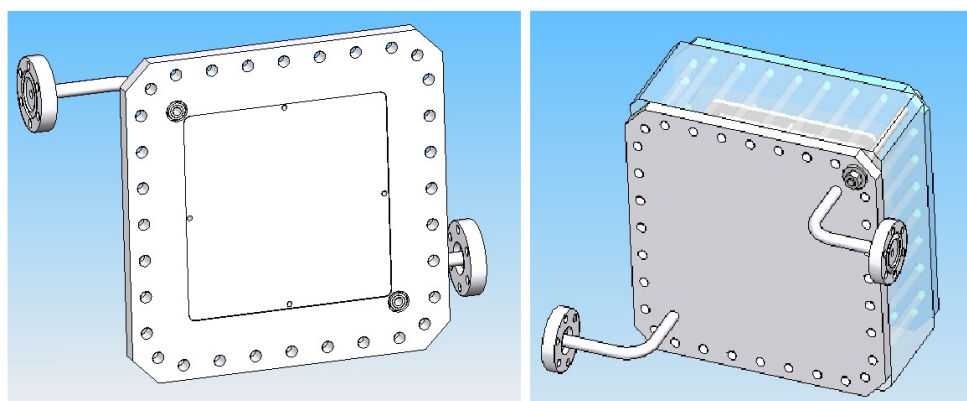


FIGURE A.2 – Plan de la bride servant à fermer le corps de chambre (à gauche). Bride et corps de chambre assemblés (à droite).

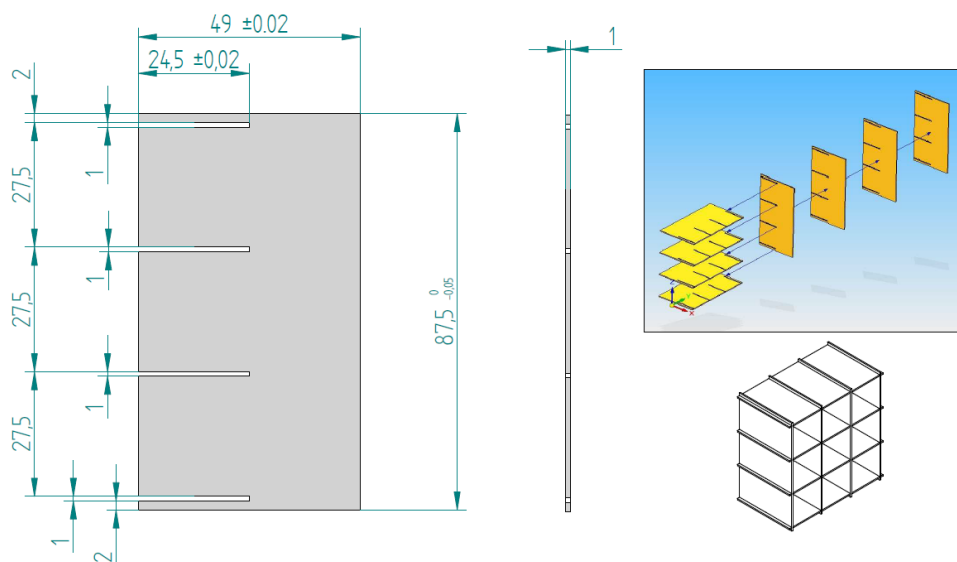


FIGURE A.3 – Plans et vue du guide de lumière monté. Le quadrillage est constitué de 8 plaques de 1 mm d'épaisseur de matériau réfléchissant emboîtées.

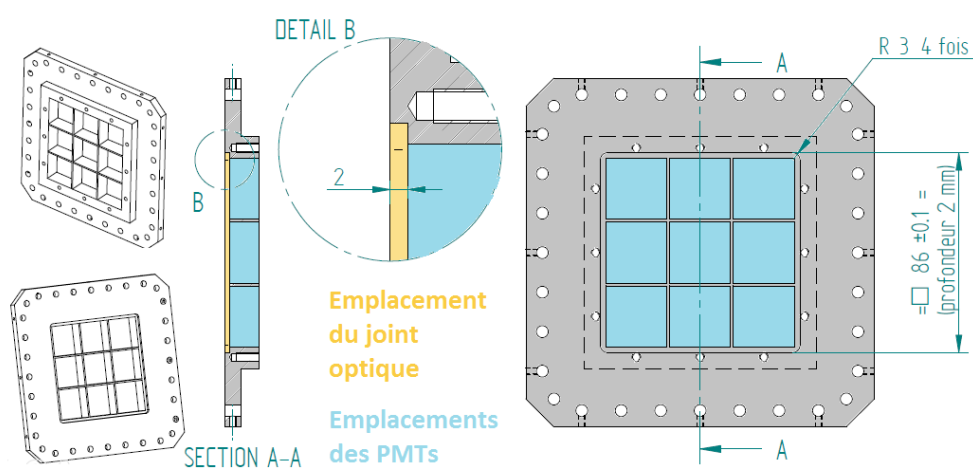


FIGURE A.4 – Support mécanique des 9 PMTs et du joint optique. La pièce de métal est matérialisée en gris, tandis que les usinages permettant le placement du joint optique et des PMTs sont respectivement en orange et bleu.

Spectrophotomètre et mesures optiques

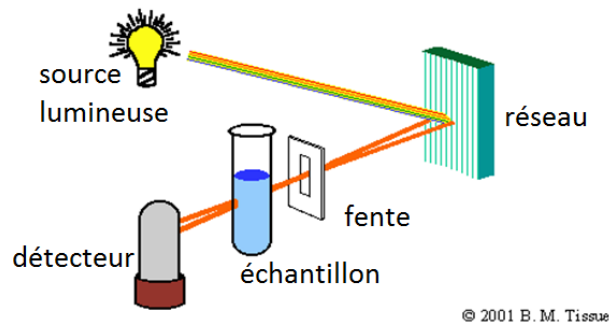
Le spectrophotomètre disponible au laboratoire a été utilisé de nombreuses fois au cours de ce travail, pour quantifier les propriétés optiques de différents matériaux (liquide de détection, céramiques du guide optique, ...). Il s'agit du modèle Varian Cary-5000. Il permet de mesurer notamment la réflectivité d'une surface, ainsi que la transmission lumineuse à travers un échantillon.

Principe de fonctionnement du spectrophotomètre

Le fonctionnement du spectrophotomètre est détaillé dans le rapport de stage [Reithinger 2011], ainsi que dans les documentations techniques de l'appareil.

Le spectrophotomètre est un instrument de mesure qui permet de quantifier la transmission lumineuse à travers un milieu, notée T , telle que : $T = \frac{I_s}{I_e}$ étant l'intensité du faisceau lumineux optique en sortie de l'objet mesuré, I_e l'intensité lumineuse en entrée. On rappelle que $I = PS$, P étant la puissance du faisceau en Watts et S la surface d'incidence.

Le principe de fonctionnement du spectrophotomètre est présenté sur la figure A.5. Une source de lumière large spectre (éventuellement constituée de plusieurs lampes de bandes d'émission complémentaires) éclaire un réseau qui diffracte la lumière afin de sélectionner uniquement la longueur d'onde d'analyse voulue. Après une mise en forme (lentilles de focalisation, diaphragme), le faisceau (quasi) monochromatique traverse l'échantillon à mesurer puis entre dans un détecteur qui mesure la puissance lumineuse transmise.



© 2001 B. M. Tissue

FIGURE A.5 – Principe de fonctionnement d'un spectrophotomètre.

En général, on souhaite une mesure relative de la transmission lumineuse, c'est-à-dire que l'on compare l'intensité lumineuse en sortie de l'échantillon avec l'intensité lumineuse en entrée. Pour réaliser les deux mesures (entrée et sortie), l'appareil alterne les mesures entre faisceau d'entrée et faisceau de sortie. Cette technique permet de tenir compte de la variation d'éclairement de la lampe avec la longueur d'onde et de la non linéarité du (ou des) détecteur(s) avec la longueur d'onde. En pratique, cette alternance de mesures est réalisée en orientant le faisceau différemment, grâce à un miroir motorisé, afin de mesurer l'intensité du faisceau avec ou sans échantillon. Ce principe est schématisé sur la figure A.6. Cette mesure alternative permet de connaître l'intensité du faisceau en entrée de l'échantillon (faisceau référence) et en sortie (faisceau échantillon).

La structure interne du spectrophotomètre Cary-5000 utilisé pour les mesures optiques est détaillée sur la figure A.7. On y retrouve les principales structures évoquées auparavant :

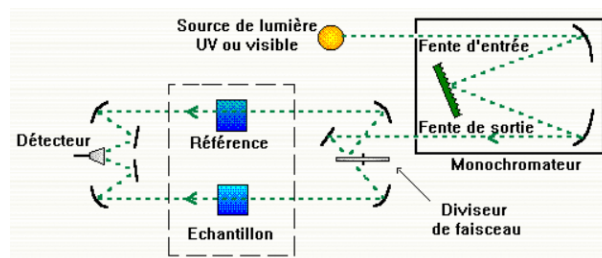


FIGURE A.6 – Principe de la mesure alternative dans le spectrophotomètre, et trajectoires des faisceaux lumineux selon l'orientation du miroir motorisé.

source lumineuse, monochromateur, miroir motorisé pour la mesure alternative, porte-échantillon et détecteurs.

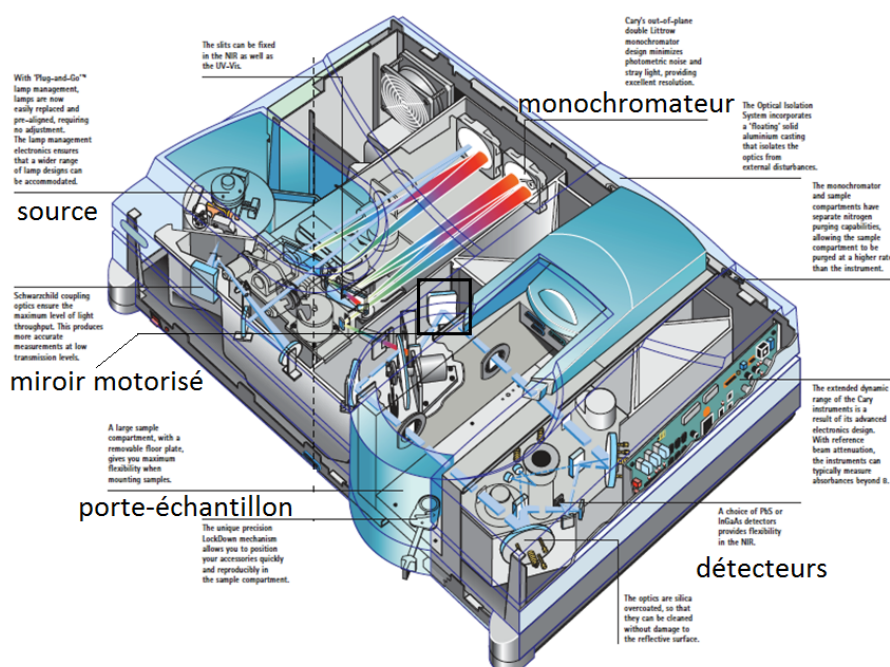


FIGURE A.7 – Vue interne du spectrophotomètre Varian Cary-5000, issue de la documentation technique de l'appareil.

Accessoire de mesure : la sphère intégratrice

Afin de pouvoir mesurer l'intensité lumineuse du flux sortant de l'échantillon, quelle que soit la direction de propagation de la lumière (dans le cas où il y a diffusion par exemple), on utilise une sphère intégratrice. La sphère montée sur l'appareil est le modèle Varian External DRA 2500. Il s'agit d'une sphère de 15 cm de diamètre, dont l'intérieur est recouvert d'un manteau réfléchissant (en spectralon). Ce matériau réfléchit à plus de 99% la lumière, de manière diffuse. De cette façon, l'intensité lumineuse entrante dans la sphère est répartie également à toute la surface interne. Un détecteur (PMT pour les longueurs d'ondes optiques et semi-conducteur pour les proches infrarouges) placé dans la sphère permet alors de connaître l'intensité lumineuse globale entrant dans la sphère.

L'ensemble de l'accessoire est présenté sur les figures A.8 et A.9.

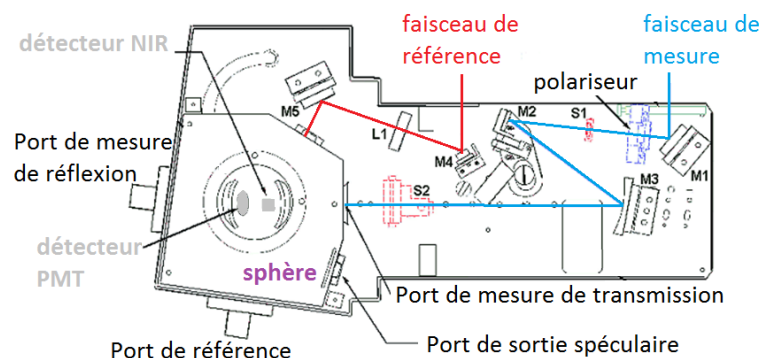


FIGURE A.8 – Structure complète de l'accessoire DRA 2500 (vue du dessus) : sphère intégratrice + accessoires optiques (miroirs et lentilles) utilisés pour diriger les deux faisceaux lumineux.

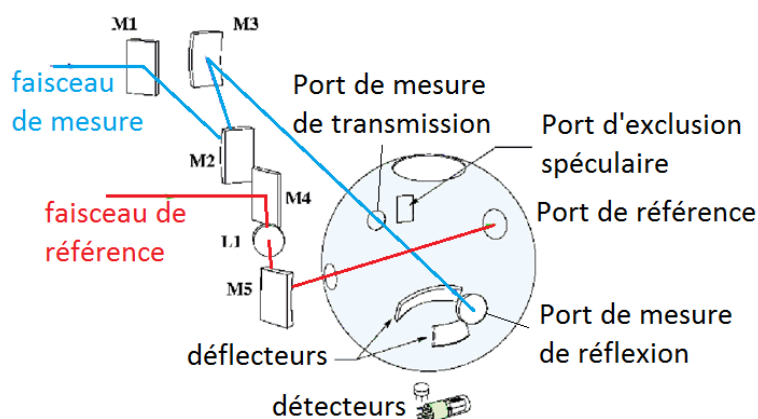


FIGURE A.9 – Structure complète de l'accessoire DRA 2500 (vue 3D) : sphère intégratrice + accessoires optiques (miroirs et lentilles) utilisés pour diriger les deux faisceaux lumineux.

La mesure relative est réalisée en mesurant alternativement l'intensité du faisceau de référence (en rouge) et du faisceau de mesure (en bleu).

Cet outil permet de mesurer, pour un même échantillon :

- la réflexion diffuse : on place l'échantillon au niveau du port de mesure de réflexion, et on ouvre le port de sortie spéculaire. De cette façon la lumière réfléchiée spéculairement sort de la sphère, et on ne mesure que l'intensité lumineuse réfléchiée de manière diffuse (RD).
- la réflexion spéculaire : l'échantillon est toujours placé au niveau du port de mesure de réflexion, mais on ferme le port de sortie spéculaire. On mesure alors la réflexion spéculaire + diffuse (RDS). Il suffit alors de calculer la réflexion spéculaire $RS = RDS - RD$.
- la transmission lumineuse : l'échantillon est placé au niveau du port de mesure de transmission, et on mesure l'ensemble de l'intensité lumineuse transmise, quelle que soit sa direction de propagation. Cela est particulièrement utile dans le cas d'un échantillon qui diffuse la lumière, comme ce sera le cas dans la suite de l'étude.

L'ensemble du spectrophotomètre et de la sphère intégratrice est présenté en photo-

graphies sur la figure A.10. Ce sont ces outils qui seront utilisés pour les mesures optiques tout au long de l'étude.



FIGURE A.10 – Photographies du spectrophotomètre Varian Cary-5000 et de l'accessoire DRA 2500.

Étalonnage du spectrophotomètre

Comme on l'a expliqué, la transmission mesurée est le rapport entre la mesure de référence et la mesure en sortie de l'échantillon. On comprend alors qu'il faut impérativement calibrer le spectrophotomètre avant chaque série de mesure, afin que les deux faisceaux soient mesurés de la même façon. Le rapport [Reithinger 2011] détaille très bien cette procédure d'étalonnage.

En résumé, 3 étapes sont indispensables :

- D'abord, on place un objet opaque sur la trajectoire du faisceau de mesure, afin d'obtenir la valeur d'étalonnage pour la transmission 0%. On réalise ainsi une première acquisition.
- Ensuite, on retire tout objet ou échantillon sur la trajectoire du faisceau de mesure, afin d'obtenir la valeur d'étalonnage pour la transmission 100%. On réalise alors une deuxième acquisition.
- Enfin, on vérifie dans les conditions de mesures sans échantillon que la transmission calculée par le spectrophotomètre est bien de 100%. Cette étape n'est pas indiquée dans le manuel d'utilisation du spectrophotomètre, pourtant elle permet de s'assurer que la calibration a été faite correctement.

La calibration a été nécessaire en particulier dans le cas où les échantillons à mesurer était d'une taille inférieure à la surface d'incidence du faisceau de mesure. Dans ce cas, on a utilisé une fente pour ajuster la taille du faisceau de mesure, et la calibration a permis de s'affranchir des pertes lumineuses engendrées par cette fente.

Banc de mesure de l'efficacité de détection et de la résolution en temps des démonstrateurs

Au cours de ce travail, on a construit deux détecteurs, avec pour chacun l'ambition de mesurer sa résolution en temps ainsi que son efficacité de détection. Pour cela on utilise les outils suivants :

Banc de mesure

Le banc de mesure (figure A.11) se compose de plusieurs éléments :

- Une source de ^{22}Na , émettrice β^+ , dont l'annihilation avec des électrons atomiques produit des paires de photons γ de 511 keV émis simultanément dans des directions opposées. Cette source a également la propriété d'émettre de manière isotrope des photons γ de 1,27 MeV, en cascade avec l'émission du β^+ également émis de manière isotrope. Il faudra en tenir compte dans l'analyse.
- Un détecteur, que nous nommerons "détecteur YAP", constitué d'un cristal de YAP:Ce scintillant ainsi que d'un PMT cylindrique. La collection des charges se fait à l'anode de ce PMT et il n'y a pas d'amplificateur. Le détecteur YAP est aligné avec la source et la voie 5 du démonstrateur optique. Il a pour fonction de détecter des γ 511 keV. Une détection d'un 511 keV dans le YAP implique qu'un 511 keV a également traversé la cellule 5 du démonstrateur optique. Les positions des deux détecteurs et de la source sont calculées de manière à ce que l'angle solide couvert par la source soit le même pour le cristal de YAP et la cellule n°5 du démonstrateur.
- Trois raquettes de PMTs sont destinées à détecter le passage des μ cosmiques, pour dans un premier temps mettre en évidence la détection par effet Cerenkov dans le TMBi. En effet, les μ déposent beaucoup d'énergie dans le détecteur, et le signal lumineux est bien plus fort que pour un γ de 511 keV.

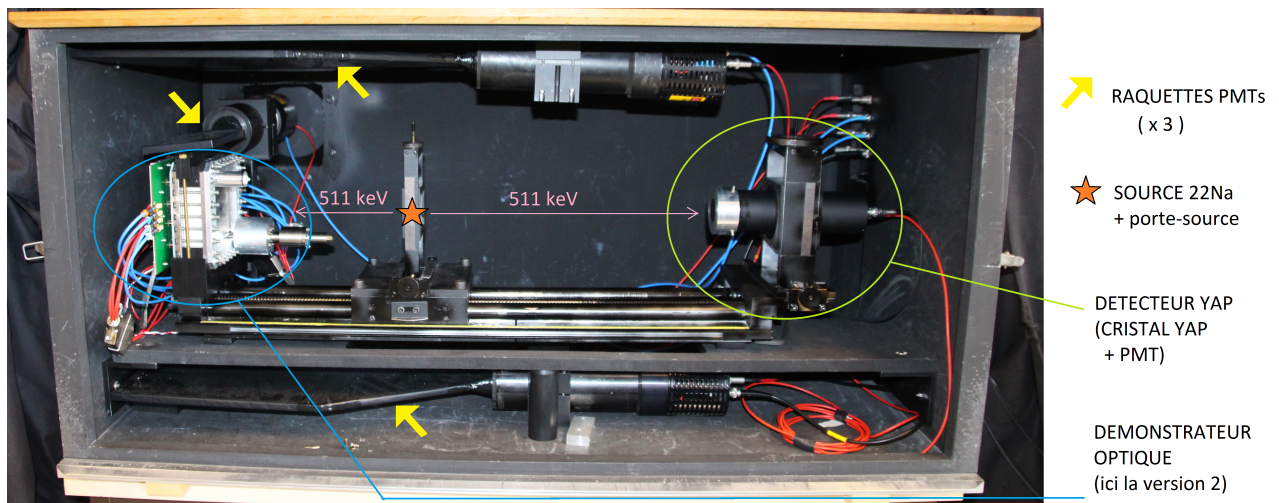


FIGURE A.11 – Banc de mesure utilisé pour mesurer l'efficacité et la résolution en temps des 2 démonstrateurs optiques

Alimentation du démonstrateur optique et acquisition des données

L'ensemble des outils utilisés pour alimenter le démonstrateur optique et acquérir les données sont visibles sur la figure A.12.

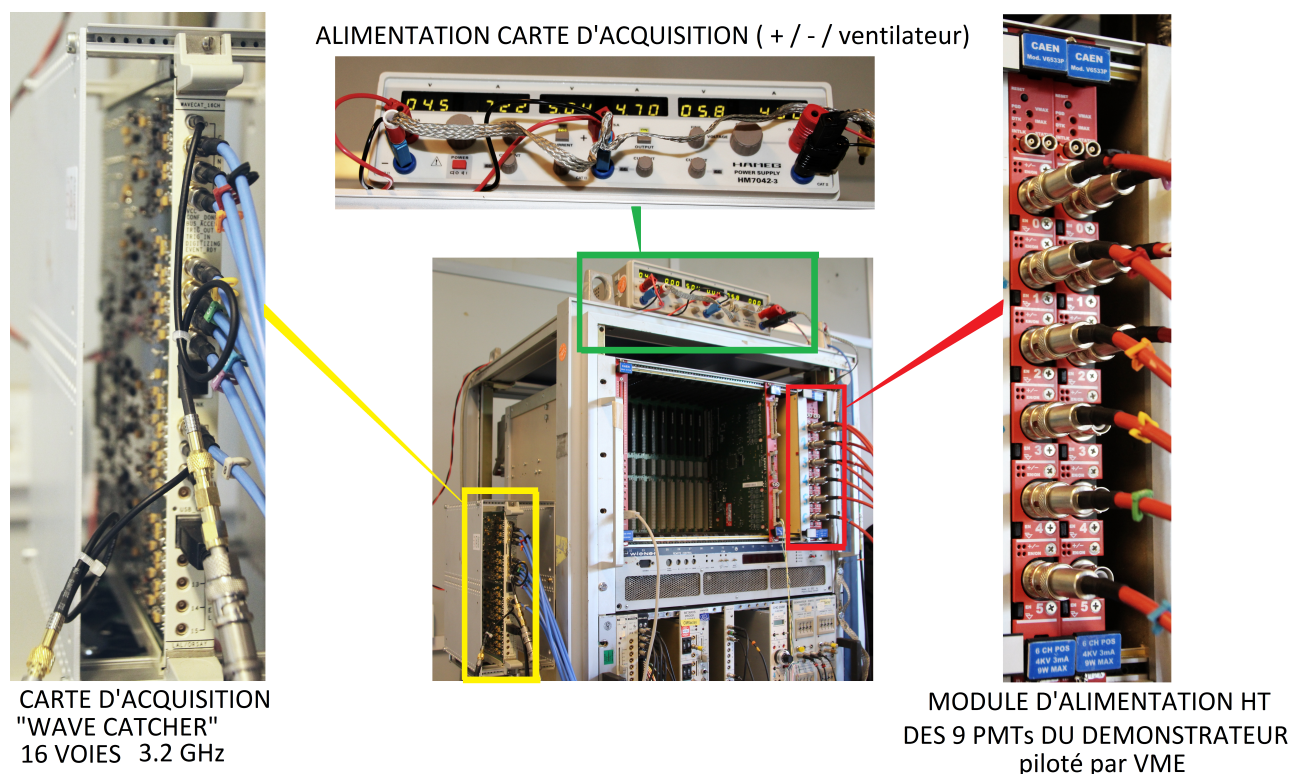


FIGURE A.12 – Baie d'alimentation du démonstrateur et carte d'acquisition

Modules d'alimentation du démonstrateur optique Les 9 PMTs du démonstrateur optique nécessitent une tension de polarisation de l'ordre de 800 V. Pour les alimenter, on utilise deux modules VME V6533P (2 fois 6 voies), pilotés par ordinateur grâce à un logiciel ("HT Control") conçu en C++ par Y. Bulbul. Le détail de cette alimentation contrôlée par ordinateur est expliquée dans le rapport de situation professionnelle [Bulbul 2012], et peut se résumer par le schéma A.13 issu du même document.

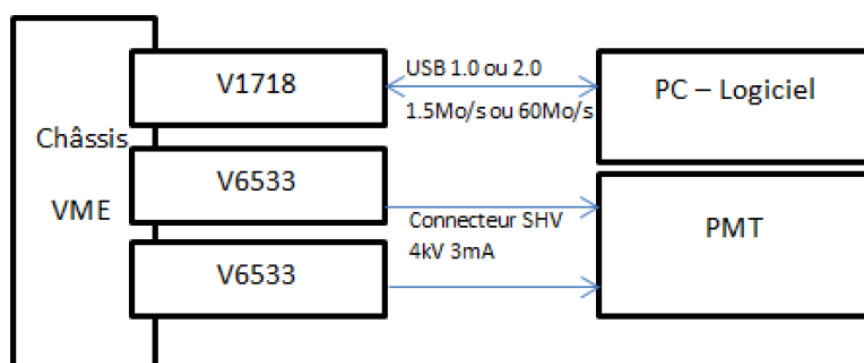


FIGURE A.13 – Architecture de l'alimentation haute tension des 9 PMTs du démonstrateur optique

Carte d'acquisition 16 voies La carte d'acquisition a été développée au sein du laboratoire. Elle utilise le même ASIC que le WaveCatcher 2 voies [Delagnes et al. 2006] [Breton et al. 2011] que nous avons également utilisé pour certaines mesures (notamment le pré-étalonnage en gain des PMTs des démonstrateurs). Sa fréquence d'échantillonnage peut aller jusqu'à 3,2 GHz. C'est cette valeur que nous avons choisie pour échantillonner nos signaux afin d'obtenir la meilleure résolution en temps possible.

La carte est un ensemble de 16 flash ADC permettant de numériser le signal de manière synchrone. Le système de mémoire circulaire intégré permet de numériser des signaux antérieurs au trigger.

En pratique, le trigger est constitué soit par le signal de déclenchement du détecteur YAP (indiquant le passage d'un γ de 511 keV), soit par un signal logique correspondant à la coïncidence entre 2 raquettes de PMTs (indiquant le passage d'un μ cosmique), numérisé en voie 0.

Sans la mémoire circulaire, on ne pourrait sauvegarder que les valeurs de tensions échantillonnées APRÈS ce trigger. Cependant, le démonstrateur optique étant plus rapide que le cristal de YAP et les raquettes de PMTs, il se trouve que ses signaux arrivent AVANT celui du trigger. On utilise donc la fonction "pré-trigger" pour indiquer que l'on souhaite sauvegarder la mémoire 200 ns avant le trigger et 120 ns après.

Le principe de la mémoire circulaire analogique est expliqué brièvement sur la figure A.14. Chaque mémoire circulaire (x16) dispose de 1024 cellules pour mémoriser les valeurs de tensions. Au fur et à mesure de l'acquisition, la mémoire tourne et les anciennes valeurs sont progressivement remplacées par les nouvelles. Lorsque l'on précise que l'on veut un nombre n d'échantillons après le trigger, la mémoire circulaire continue à se remplir de n valeurs de tension après le signal du trigger. Ensuite la mémoire est lue et numérisée, et il reste avant le trigger les $[1024 - n - 1]$ "anciennes" valeurs de tension, qui permettent d'enregistrer les pulses du démonstrateur optique qui arrivent avant le trigger.

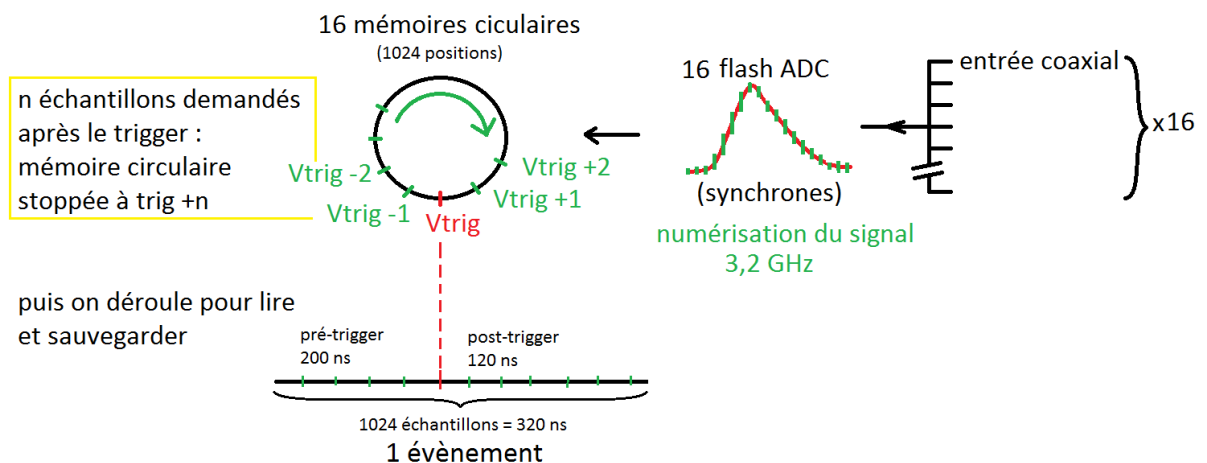
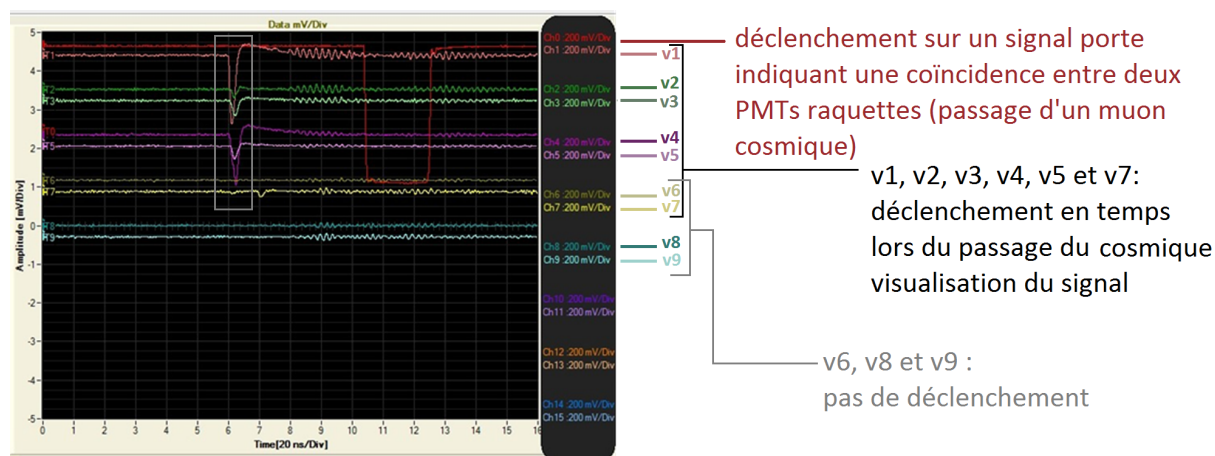


FIGURE A.14 – Principe de fonctionnement de la carte d'acquisition

La figure A.15 montre une capture d'écran réalisée avec le premier démonstrateur optique. Un signal logique provenant d'une coïncidence entre les raquettes de PMTs déclenche l'acquisition. On voit clairement les pulses du démonstrateur optique arriver avant le trigger.

FIGURE A.15 – Acquisition des signaux provenant du passage d'un μ cosmique

La carte d'acquisition nécessite 2 alimentations (positive et négative) ainsi qu'une alimentation supplémentaire pour le ventilateur. Ces 3 alimentations sont apportées par une alimentation dédiée (figure A.12).

Sur la carte d'acquisition, les voies 1 à 9 acquièrent les signaux analogiques des 9 PMTs du démonstrateur optique.

Alimentation du détecteur YAP et mesure du taux de comptage

Comme on l'a vu précédemment, le détecteur YAP permet de savoir quand un photon γ de 511 keV traverse le démonstrateur. Cela permet de mesurer son efficacité de détection et sa résolution en temps.

Cependant, il arrive que le détecteur YAP se déclenche alors qu'il n'y a pas de photon γ 511 keV. Cela provient de plusieurs sources : bruit propre du PMT, radioactivité naturelle, rayonnements cosmiques... Si l'on n'en tient pas compte dans l'analyse cela conduira à une sous-estimation de l'efficacité de détection du démonstrateur.

On doit donc étudier le fond de détection du YAP, c'est-à-dire les événements qu'il détecte lorsqu'aucune source radioactive n'est placée face à lui. Pour cela, on réalise le montage schématisé sur la figure A.16. Le compteur mesure, sans source puis avec source, les taux de déclenchement du détecteur YAP. La voie 10 de la carte d'acquisition sert de trigger, et on acquiert le signal analogique sur la voie 0 afin de pouvoir visualiser le spectre d'amplitude du signal YAP.

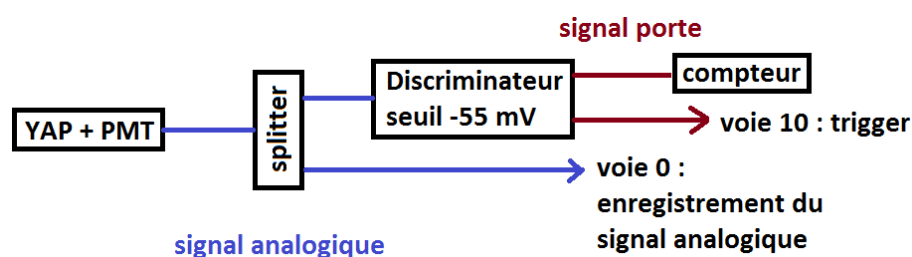


FIGURE A.16 – Schéma du montage permettant à la fois d'acquérir le signal du scintillateur YAP et de compter le nombre de déclenchements.

Ce montage permet de connaître les deux informations dont on a besoin sur le détecteur YAP, avec et sans source : son taux de déclenchement, ainsi que le spectre d'amplitude du signal. Ainsi, il sera possible par la suite de soustraire des mesures d'efficacité les événements correspondants à du bruit dans le YAP.

Tous les éléments nécessaires à ce montage sont visibles sur la figure A.17.

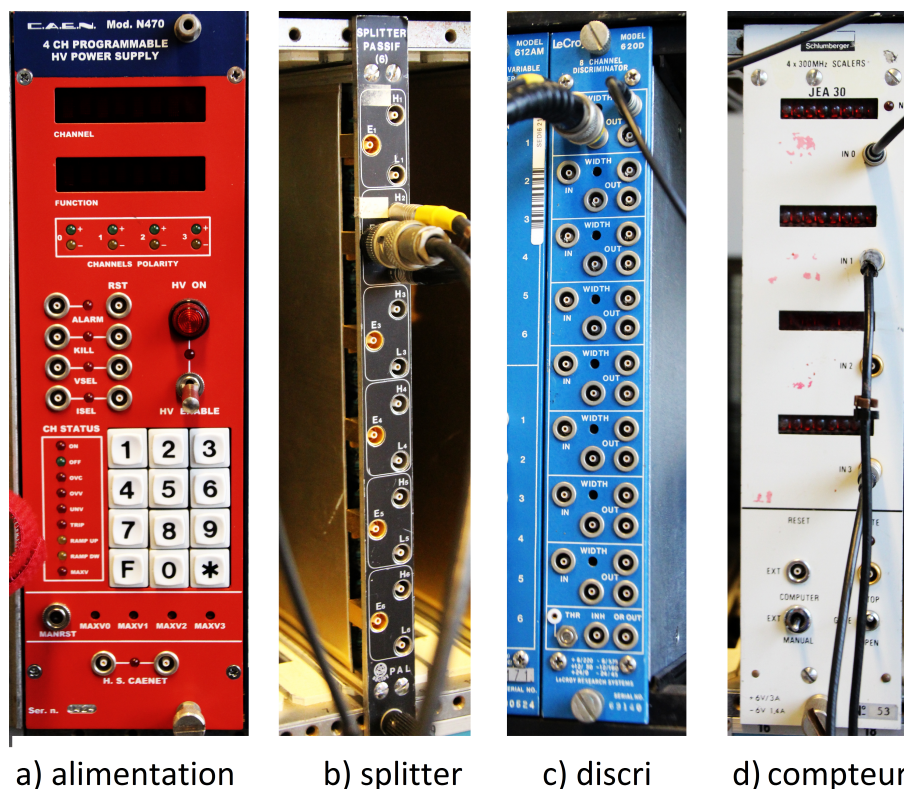


FIGURE A.17 – Modules utilisés pour alimenter le détecteur YAP et mesurer son taux de comptage

Histogrammes de résultats de l'optimisation Monte Carlo du détecteur YAP

Remplacement du joint optique

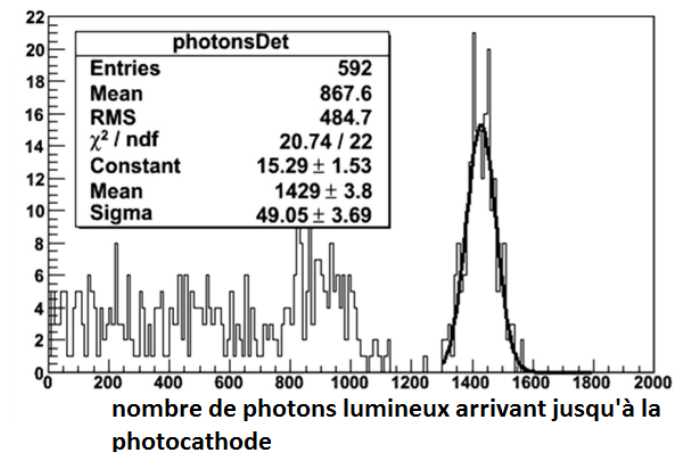


FIGURE A.18 – Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un évènement γ qui interagit dans le cristal : optimisation n°1.

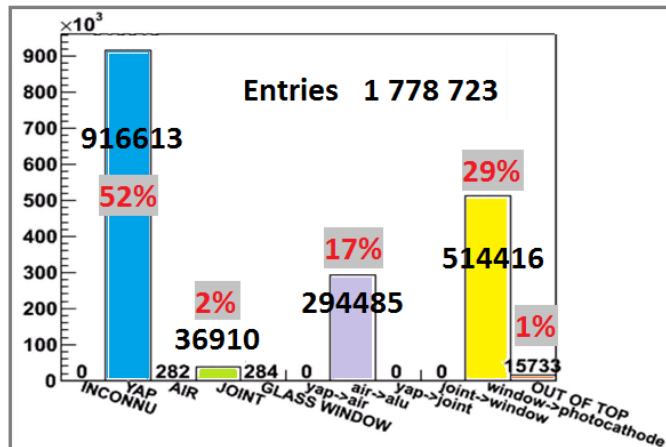


FIGURE A.19 – Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP : optimisation n°1 (remplacement du joint optique) = nombre de photons lumineux absorbés au cours d'un run, pour chaque matériau ou interface optique du détecteur.

Taille du PMT

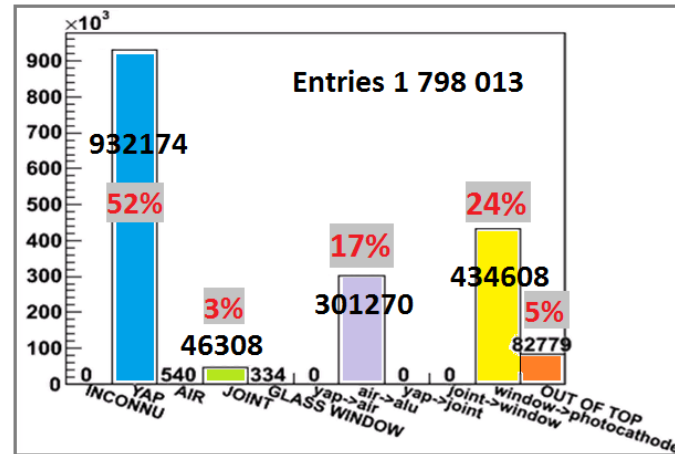


FIGURE A.20 – Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP : optimisation n°2 (taille du PMT) = nombre de photons lumineux absorbés au cours d'un run, pour chaque matériau ou interface optique du détecteur.

État de surface du cristal scintillant

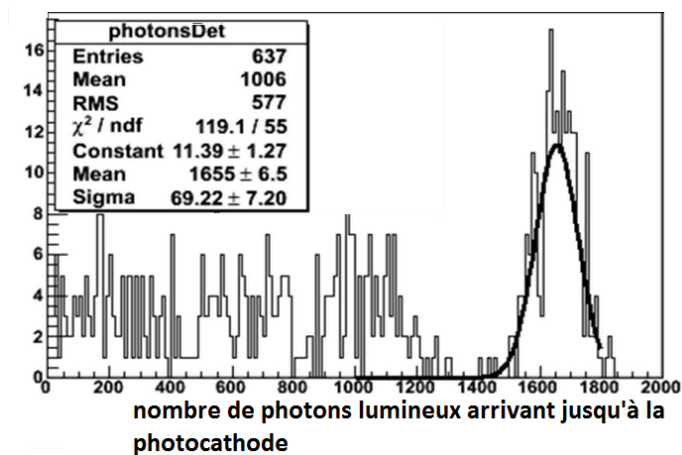


FIGURE A.21 – Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un évènement γ qui interagit dans le cristal : optimisation n°3.

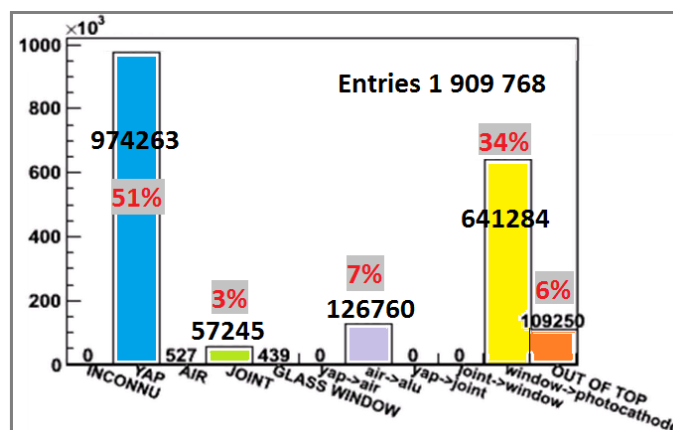


FIGURE A.22 – Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP : optimisation n°3 (surface très rugueuse) = nombre de photons lumineux absorbés au cours d'un run, pour chaque matériau ou interface optique du détecteur.

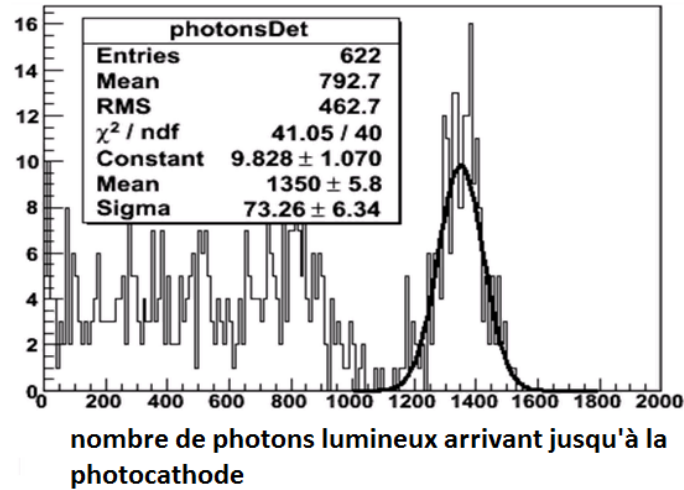


FIGURE A.23 – Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un évènement γ qui interagit dans le cristal : optimisation n°3b.

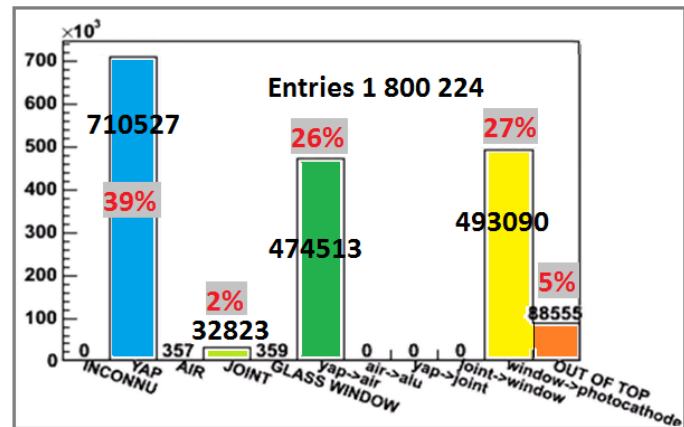


FIGURE A.24 – Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP : optimisation n°3b (surface rugueuse peinte en blanc) : nombre de photons lumineux absorbés au cours d'un run, pour chaque matériau ou interface optique du détecteur.

Peinture blanche à base de BaSO₄

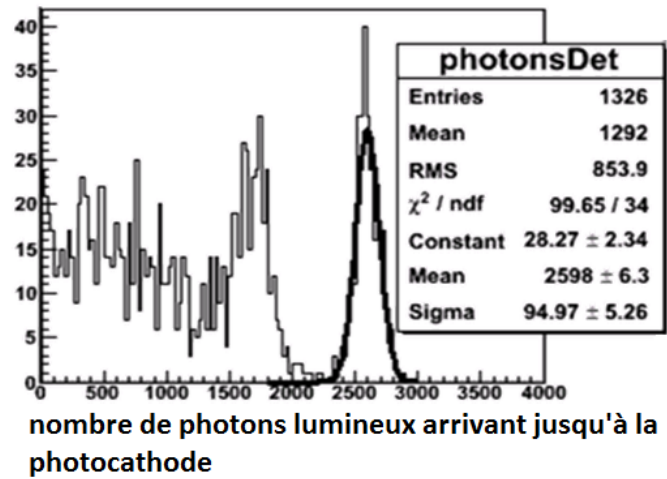


FIGURE A.25 – Nombre de photons lumineux arrivant jusqu'à la photocathode du PMT pour un évènement γ qui interagit dans le cristal : optimisation n°5.

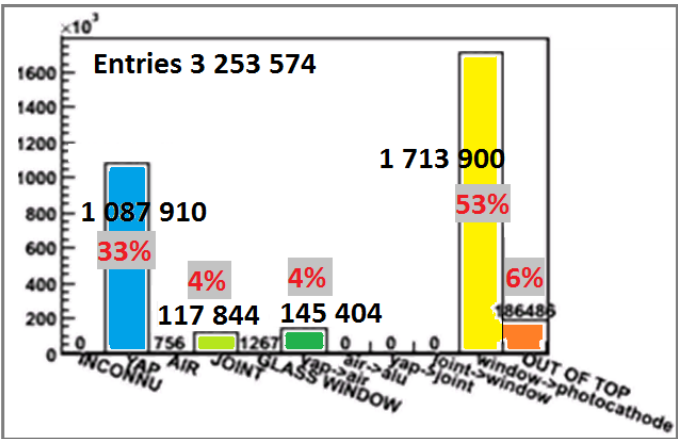


FIGURE A.26 – Localisation de pertes lumineuses dans le détecteur YAP optimisation n°5 (peinture blanche à base de BaSO₄) = nombre de photons lumineux absorbés au cours d'un run, pour chaque matériau ou interface optique du détecteur.

Résolution en temps du démonstrateur optique version 2

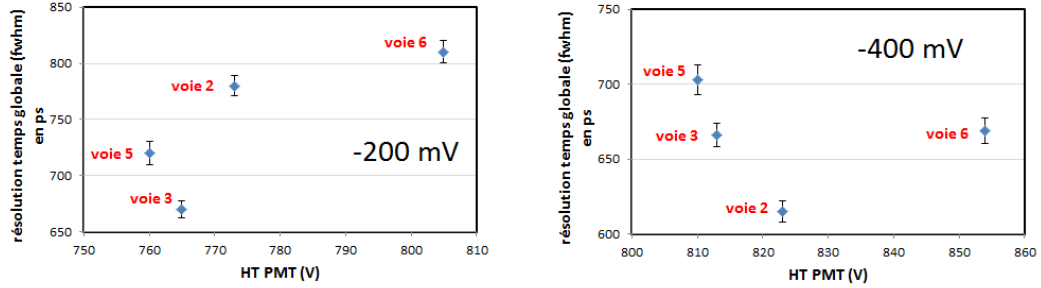


FIGURE A.27 – Largeur à mi-hauteur du pic de différence de temps de déclenchement entre le démonstrateur et le YAP, en fonction de la tension de polarisation des PMTs des différentes voies. A gauche, les tensions des PMTs sont réglées pour que l'amplitude du signal photoélectron soit en moyenne -200 mV, à droite pour qu'elle soit de -400 mV.

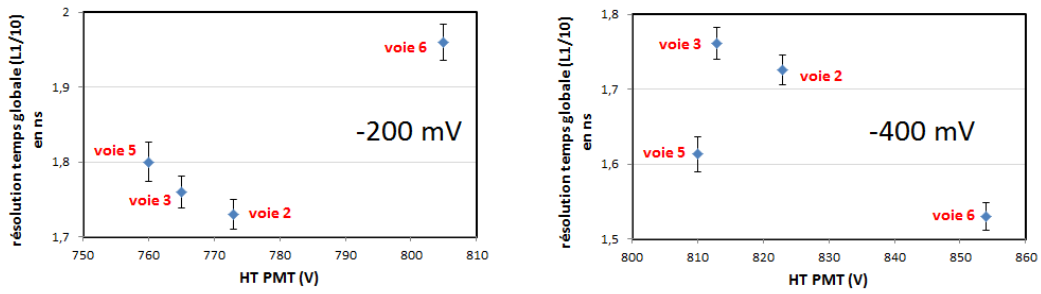


FIGURE A.28 – Largeur à un dixième de hauteur du pic de différence de temps de déclenchement entre le démonstrateur et le YAP, en fonction de la tension de polarisation des PMTs des différentes voies. A gauche, les tensions des PMTs sont réglées pour que l'amplitude du signal photoélectron soit en moyenne -200 mV, à droite pour qu'elle soit de -400 mV.

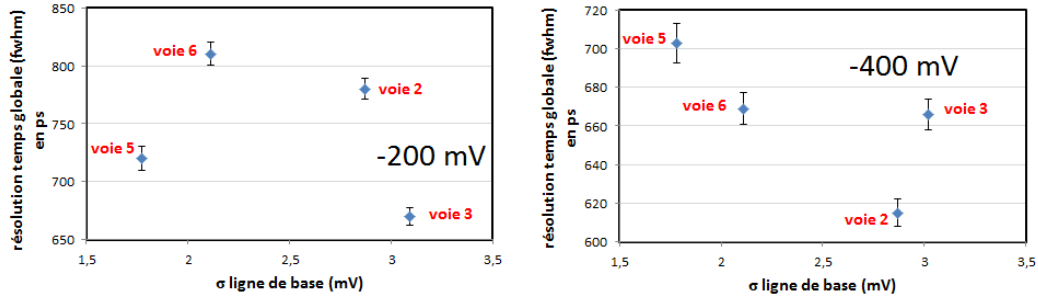


FIGURE A.29 – Largeur à mi-hauteur du pic de différence de temps de déclenchement entre le démonstrateur et le YAP, en fonction du niveau de bruit électronique des différentes voies. A gauche, les tensions des PMTs sont réglées pour que l'amplitude du signal photoélectron soit en moyenne -200 mV, à droite pour qu'elle soit de -400 mV.

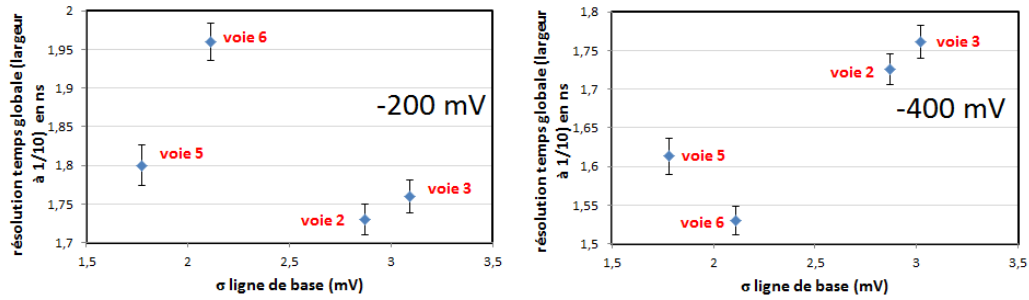


FIGURE A.30 – Largeur à 1/10 du pic de différence de temps de déclenchement entre le démonstrateur et le YAP, en fonction du niveau du bruit électronique des différentes voies. A gauche, les tensions des PMTs sont réglées pour que l'amplitude du signal photoélectron soit en moyenne -200 mV, à droite pour qu'elle soit de -400 mV.

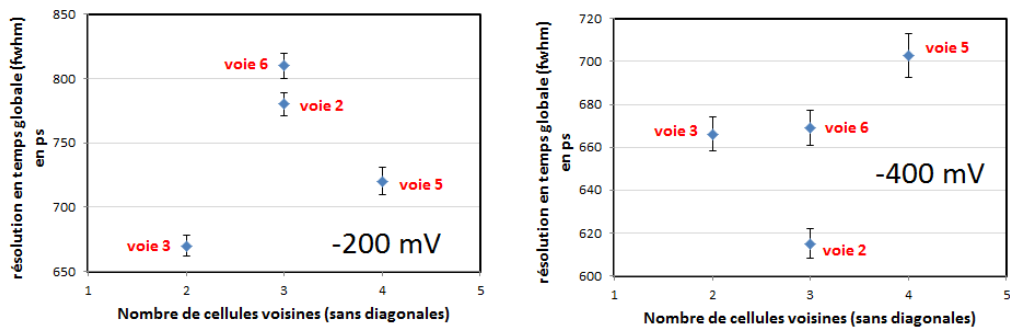


FIGURE A.31 – Largeur à mi-hauteur du pic de différence de temps de déclenchement entre le démonstrateur et le YAP, en fonction du nombre de cellules voisines. A gauche, les tensions des PMTs sont réglées pour que l'amplitude du signal photoélectron soit en moyenne -200 mV, à droite pour qu'elle soit de -400 mV.

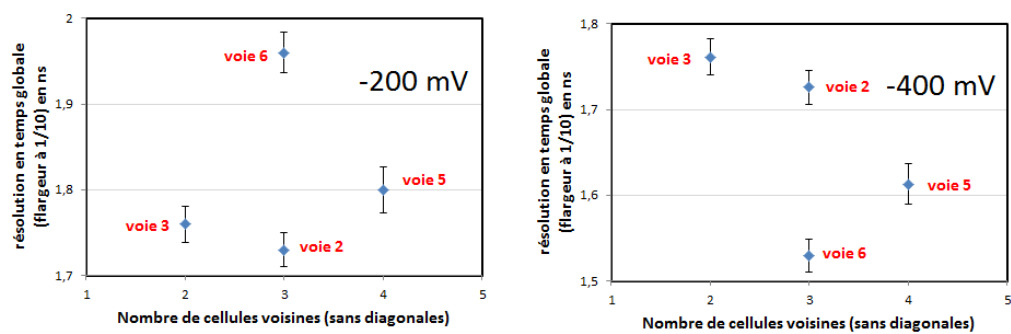


FIGURE A.32 – Largeur à 1/10 du pic de différence de temps de déclenchement entre le démonstrateur et le YAP, en fonction du niveau du nombre de cellules voisines. A gauche, les tensions des PMTs sont réglées pour que l'amplitude du signal photoélectron soit en moyenne -200 mV, à droite pour qu'elle soit de -400 mV.